

**Témoignage de P. Evesque**  
**sur les politiques éditoriales de journaux**  
**« scientifiques » à « comité de lecture a priori »**

**Sur quelques exemples de problèmes éditoriaux et**  
**d'articles refusés**

**P.Evesque,**

*Conseil du laboratoire MSSMat, umr 8579 CNRS, 23 Juin 2011*  
*Questions diverses*

## Avant propos et Résumé :

Il m'a fallu 10 années pour faire admettre la nécessité de ce témoignage aux instances du cnrs. J'espère que le moyen que j'inaugure sera repris par d'autres acteurs de la recherche scientifique. Mon témoignage, comme toute mon action passée sur le problème des éditions, n'a pas pour but de dénigrer le moyen principal de communication scientifique mais plutôt de l'améliorer.

En effet, les dérapages que l'on peut voir ça et là sont plutôt liés à une politique de secret mal placée et engendrée par la nature « correspondance privée » de la communication entre auteur et journaux.

Il est cependant anormal que cette correspondance, parce qu'elle est de « nature privée », ne puisse pas être assujétie sérieusement et rigoureusement aux règles de la déontologie scientifique et qu'on ne puisse pas affirmer que cette déontologie est réellement respectée dans la pratique par les groupes de presse, les évaluateurs, les systèmes de gestion de la recherche. Il est en plus anormal à mon sens que les financeurs de la recherche ne puissent/doivent pas vérifier la qualité de ces échanges bien qu'ils soient les financeurs réels de l'édition scientifique, et qu'ils ont donc une responsabilité importante dans le maintien de la déontologie. (Voir ce qu'en dit la commission européenne.)

De fait, on note une dérive alarmante (i) sur le nombre de publications redondantes ou fausses, (ii) sur l'utilisation d'argument faible ou fallacieux de la part de referees, et (iii) d'un lobbying actif contraire à une idée correcte du principe d'indépendance si le système global n'est pas pensé dans son ensemble.

Ce dernier point est d'autant plus exact qu'on voit chaque jour paraître de nouveaux journaux, des mails d'éditeur proposant leur service... Tout ceci est mis à profit par les financeurs pour faire croire à la qualité de la recherche qu'ils subventionnent.

Enfin ces financeurs n'hésitent pas à demander que les investissements soient partagés à plusieurs pour limiter probablement leur responsabilité et faire porter la responsabilité sur les lobbying actifs. Il n'empêche que sans financement ce lobbying serait inefficace, et donc nul. C'est donc du devoir des financeurs d'imposer ou de faire imposer une certaine transparence dans les services éditoriaux comme dans les services d'évaluation.

Pour que mon témoignage soit le plus impartial possible, j'ai décidé de décrire tous les cas pour lesquels j'ai essuyé un refus de publication. Ceci dit, j'intègre aussi à ce témoignage (i) d'une part une revendication sur la nécessité de transparence des évaluateurs et de la prise en compte de leur propre intérêt par les organismes financeurs, ou d'autre part (ii) des faits m'ayant pas lésé personnellement mais dont j'ai été témoin comme referee, qui ont pu léser d'autres (voir Affaire PRL Thomas-Squire), ou pour lesquels j'ai été témoin (en temps que lecteur) (voir affaire Makse, Nature).

Comme je l'ai dit, pour moi la base principale de la communication entre scientifiques est l'article, car c'est un procédé relativement concis et précis de stockage de l'information. Le but d'un article de recherche scientifique n'est pas obligatoirement d'élucider complètement un point précis, mais plutôt bien souvent d'en donner quelques idées claires et/ou **prometteuses**. La rigueur du traitement scientifique nécessite cependant dans ce cas de montrer (i) les dangers du traitement ou du procédé, (ii) la limite de validité des raisonnements ou des analogies, et (iii) de tester les hypothèses et les résultats par rapport aux faits expérimentaux (dans le cadre des **sciences naturelles** cette dernière partie est effectivement une nécessité). On observe malheureusement que cette dernière obligation est trop souvent bafouée pour laisser transparaître un lobbying de bon aloi... Un scientifique sérieux ne peut pas accepter cet état de fait. C'est pourquoi je me suis mis en marge des revues à comité de lecture classique, qui dérogent trop souvent à une volonté de confronter les points de vue.



Souvent l'avancée scientifique n'a lieu qu'après des débats ou des affrontements. Lorsque la divergence entre les tenants de différentes théories ou de pratiques et d'analyses est trop grande, il faut bien entendu des espaces de discussions et de confrontations. Ce sont les congrès. Bien trop souvent ceux-ci sont utilisés par les participants **pour parler**, pour se voir entre personnes se comprenant, mais peu restent aussi pour écouter les autres et réellement échanger. C'est pourtant un des points clés de la recherche pluridisciplinaire, mais c'est aussi le rôle du lobbying de combattre les autres lobbyies, ou de créer un autre lobby conjoint... C'est donc aussi aux managers de la recherche de gérer ces problèmes....

Dans ces conditions comment peut-on espérer que l'enseignement puisse s'améliorer, si les professionnels de l'enseignement et de la recherche n'arrivent pas à autogérer leur relations parce que le système managerial est inefficace, voir générateur de conflits d'intérêts mal placés. On ne montre là aussi qu'un système cacophonique, plus proche d'un « monothéisme » de bon aloi, qui change plus vite que les gouvernements... et qui ne posent pas les vrais problèmes.

Les systèmes étudiés par les scientifiques sont de plus en plus complexes et les phénomènes aussi ; de là on pourrait penser qu'il n'est plus possible de définir une vérité tangible. C'est possible dans beaucoup de cas, mais ces systèmes ne sont plus étudiables par les "sciences naturelles" ; ils doivent donc sortir du domaine scientifique expérimental: le but ultime du "scientifique naturaliste" est d'améliorer nos connaissances, jusqu'à pouvoir décider.

Le travail de chercheur est un travail compliqué qui ne pourra se maintenir que si l'on cherche à maintenir une déontologie certaine ; les dérives à court terme sont aisées et engendrent des gains productifs, que l'on paie(ra) à long terme comme tout système basée sur la "cavalerie". Nos chefs d'entreprises sont redevenus maîtres récemment dans ce domaine, bien souvent à leur dépend, ou plutôt au dépend de leur société, de leurs salariés et de leurs actionnaires.

La déontologie scientifique a **toujours** été difficile à faire respecter; même lorsque l'on cherche réellement à l'appliquer, il n'est pas sûr que l'on n'y déroge pas ; mais en plus il est souvent beaucoup plus efficace de faire croire à la grandeur de l' « établissement<sup>1</sup> », plutôt qu'à celui du petit trouble-fête astucieux, ou à l' « imbécile » de génie. Du coup l' « établissement » scientifique a à se méfier de lui-même.

Pour faire respecter cette déontologie il faudra créer un code légal. Ce code n'existe plus à leur actuel: je ne vois plus les sociétés savantes menacer d'exclusion leurs membres ne respectant pas la déontologie. Bien au contraire, j'ai envoyé dans les années 2000 ma démission à la SFP pour manquement à faire respecter cette déontologie, personne ne s'en est ému.

Pour pouvoir établir un code, il faut établir certaines déficiences du système. C'est le but que je poursuis ici en détaillant certaines "affaires". Les principes de la déontologie scientifique a été décrite par de nombreuses sociétés savantes; elle transparaît aussi dans le code français<sup>2</sup>, ou via les recommandations de la Commission Européenne<sup>3</sup>.

---

<sup>1</sup> J'utilise ici le mot « établissement » par référence aux grandeurs d'établissement de Pascal, cf. Poudres & Grains 11(1) 1-5 (2000), mot qui est proche de l'"establishment" anglais. Et voilà comment on trahit l'antériorité d'une citation! Et que l'on fait renaître B. Pascal au 21<sup>ème</sup> siècle!!

<sup>2</sup> voir le code de la recherche, Légifrance, en particulier à travers la mise en place des établissements de recherche scientifique tels que le CNRS.

<http://www.legifrance.gouv.fr/affichCode.do?cidTexte=LEGITEXT000006071190&dateTexte=20110311>

<sup>3</sup> Voir le texte "RECOMMANDATION DE LA COMMISSION du 11 mars 2005" concernant la charte européenne du chercheur et un code de conduite pour le recrutement des chercheurs (Texte présentant de l'intérêt pour l'EEE , cote: 2005/251/CE)

## **Affaire éditoriale article B.Thomas-A.Squires (PRL 81.574 (1998))**

Phys.Rev.Lett. (PRL) m'a demandé un rapport sur l'article joint. L'article est tout à fait valable à mon sens.

Le second réferee a été de l'avis contraire et a surtout demandé que soit publié un grand nombre de photos démontrant l'effet. Celles ci ne pouvaient effectivement pas tenir dans la taille de l'article. Il a fait aussi d'autres critiques ; il a donc systématiquement et plusieurs fois cet article à la publication.

L'article a été jugé en appel par PG de Gênes ; aucune sanction ne semble avoir été requise envers ce « second » réferee.

Pourquoi ?

Peut-on vérifier ?

## Support for Faraday's View of Circulation in a Fine-Powder Chladni Heap

Benku Thomas and Arthur M. Squires\*

*Department of Chemical Engineering, Virginia Polytechnic Institute & State University, Blacksburg, Virginia 24061-0211*  
(Received 8 September 1997)

Faraday, like Chladni, saw fine powder collect in a circular heap at an antinode of a vibrating plate. In each vibration cycle, the heap experiences a free-flight interval during which pressure gradients in the heap's interior drive powder centerward, as Faraday proposed. When heap-floor collision terminates flight, pressure gradients reverse direction; but passage of a compaction front has locked particles against further movement. Before a next flight interval, an increase in porosity will reverse the compaction that accompanied heap-floor collision. [S0031-9007(98)06672-1]

PACS numbers: 46.10.+z, 83.70.Fn

Following Chladni's lead, Faraday [1] placed coarse or powdery matter upon a horizontal vibrating plate. He saw the matter migrate to form isolated "Chladni heaps," coarse matter accumulating at nodes, and fine matter at antinodes. Faraday attributed the difference in these behaviors to the absence or presence, respectively, of the influence of air currents created by development of a partial vacuum between plate and heap. In a fine-powder heap, seeing powder move down its conical surface and disappearing inward at its edge, he reasoned that air currents pull particles toward the heap's center and force them upward thereat. Using small bits of paper to deflect air flows, Faraday altered locations of his fine-powder heaps, in support of his argument. Observing the plate in a partially evacuated chamber, he saw them at their usual positions at 13 kPa; at one-half this pressure, powder migrated to nodes, like coarse matter.

Renewing their interest in vibration of granular matter, physicists have discovered nonlinear dynamical phenomena possibly relevant to areas of physics as remote as semiconductors, earthquakes, and clustering of galaxies [2–5]. As recent reviews [2,3] comment, however, the activity has cast doubt upon Faraday's view of the role of air currents in driving fine-powder Chladni heap circulation, several research groups [6–12] offering alternatives thereto.

When these came to our attention, we reviewed the large engineering literature on vibrated granular beds [13] expecting to identify evidence confirming Faraday's thought, but no one seems to have set out to prove Faraday right. From review of our own data [14–18] and their re-visualization [19], we can now offer "proofs," by-products of effort directed toward understanding vibrated-bed heat transfer [20] and fashioning a microreactor disclosing the effect of axial gas dispersion upon heterogeneous reaction outcomes [21].

In a glass-walled vessel (25.4 mm  $\times$  162 mm in plan, 60 mm in height), we subjected "two-dimensional" granular beds to vertical sinusoidal vibration at 25 Hz [14]:  $z = a_0 \sin \omega t$ , where  $z$  = displacement,  $a_0$  = maximum amplitude,  $\omega = 2\pi f$ ,  $t$  = time, and  $f$  = frequency. Unless specified otherwise, all data herein

are for alumina beads at 30-mm average bed depth,  $a_0 = 1.59$  mm,  $f = 25$  Hz, and  $\Gamma = 4$  ( $\Gamma = a_0 \omega^2 / g$ , maximum acceleration over gravity) [22]. We can report phase angles to  $\pm 1^\circ$  [14]. Under strobe lighting, our setup permits ready viewing of heap-floor separation (lift-off) and what we call "Faraday circulation": slow powder movement centerward in the bed's interior, accompanied by rapid return flow from peak to sidewall, occurring in a relatively shallow, rarefied surface zone [14,23].

Although others [6,24–27] appreciated the importance of gas floor-pressure data for understanding vibrated-bed dynamics, we are the first, to our knowledge, to measure floor pressures at multiple locations for many types and sizes of particles [17,18]; we record data at  $1^\circ$  phase-angle increments. Qualitative capacitance data [26,28] suggested that beds expand at lift-off. Our pressure data permit us to confirm and quantify the effect. We have discovered that a bed does not lift when a net upward force first acts upon it: e.g., a bed of 177- $\mu$ m alumina beads lifts at  $\sim 93^\circ$ , while the first action of the net upward force upon the bed occurred  $\sim 78^\circ$  earlier. During this lag, it imbibes a quantity of air that we can estimate from our pressure data, causing it to undergo an absolute porosity increase of  $\sim 0.8\%$ .

This increase seems to be required to release particles from a compacted condition in which forces acting upon the particles are insufficient to initiate particle motion in shear. We report sighting a compaction front (inclined at  $\sim 28^\circ$  to horizontal) traveling across the bed from the sidewall centerward during bed-floor collision. In cinematographs taken at 2500 frames per second (fps) and viewed at 25 fps, we can see the front in particles 177  $\mu$ m and larger [29]. Cinematographs at 1250 fps reveal that powder circulates in start-stop fashion: Except in the surface layer, a particle moves only during bed flight.

Figure 1 gives the status of a center-high 177- $\mu$ m alumina bed (a Chladni heap truncated by side walls) at two phase angles during flight. Shortly after lift-off, at  $105^\circ$ , downward drag per unit bed weight is greater near the wall than at the center. The discrepancy has two effects, each contributing to maintenance of the heap. First, downward drag works against the "throw" the bed

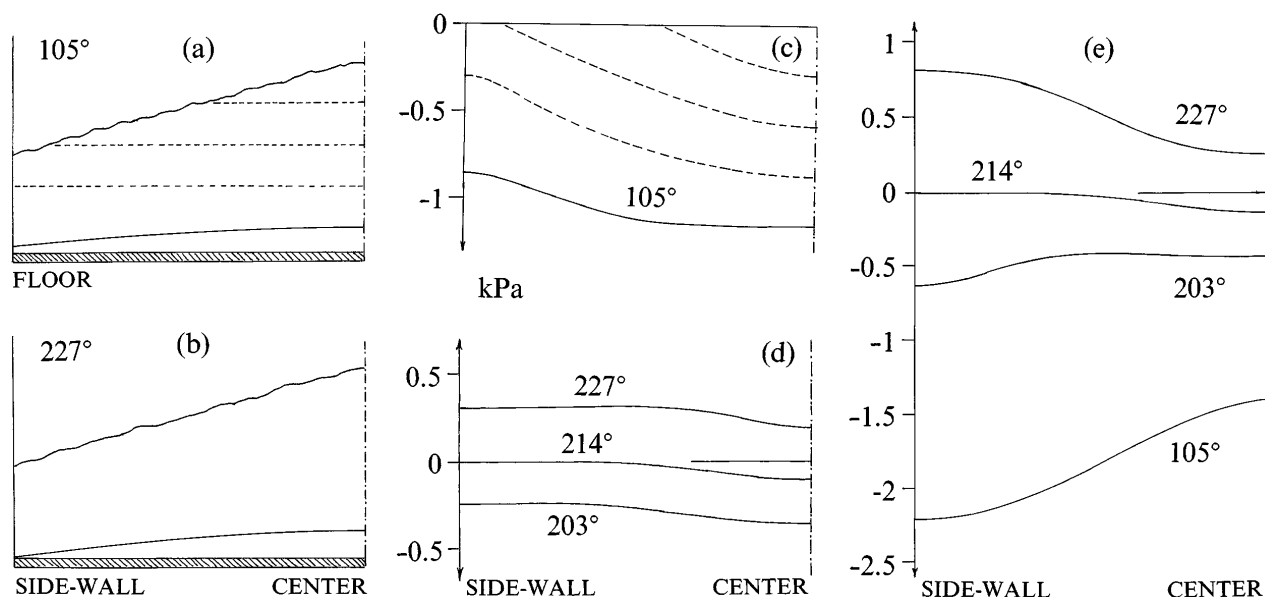


FIG. 1. Status of "two-dimensional" center-high vibrated bed (a slice of a truncated Chladni heap) at selected sinusoidal phase angles during free flight. Bed =  $177\text{-}\mu\text{m}$  "Master Beads" (crude alumina, nearly spherical),  $25.4\text{ mm} \times 162\text{ mm}$  in plan,  $30\text{ mm}$  in average depth; vibration at  $25\text{ Hz}$ ; vibrational intensity  $\Gamma = 4$  (maximum acceleration divided by gravity). Diagrams represent left one-half of the bed. Curves of gas pressure (departure from atmospheric in kilopascals) are drawn to pass through three measured values (at wall, center, and halfway in between) and to display horizontal tangents at wall and center (no gas can flow across these boundaries). For reference in (c), dashed horizontal lines in (a) are drawn at  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{2}$ , and  $\frac{3}{4}$  distance from peak to bottom of bed at its center. (a) and (b) give bed profiles at designated phase angles: (a) early in gap formation; (b) bed-floor collision just commencing (gap just closed at side wall). In (c) and (d), solid curves: floor pressure; in (c), broken curves: pressure profiles along dashed horizontal lines in (a). (e) plots a dimensionless ratio, vertical drag divided by bed weight (drag is downward if negative).

receives from the floor; eventual gap height is less at wall than at center. Second, some gas entering the developing gap near the wall must flow horizontally centerward within the gap. A horizontal pressure gradient at the floor drives this flow, as Faraday hypothesized. For the bed of Fig. 1, when floor pressures are negative, gas compressibility effects upon a vertical pressure profile are negligibly small [24]. To obtain a pressure within the bed along such a profile, linear interpolation between pres-

sures at floor and bed surface provides a good approximation. Using such interpolation, we have derived the broken curves in Fig. 1(c), which correspond to horizontal dashed lines in Fig. 1(a). Horizontal pressure gradients within the bed easily move the "flying" alumina beads centerward. Floor pressures become positive shortly after  $214^\circ$ . Thereupon, as Fig. 1(e) illustrates, an upward drag cushions the bed-floor collision, which just commences at  $\sim 227^\circ$ .

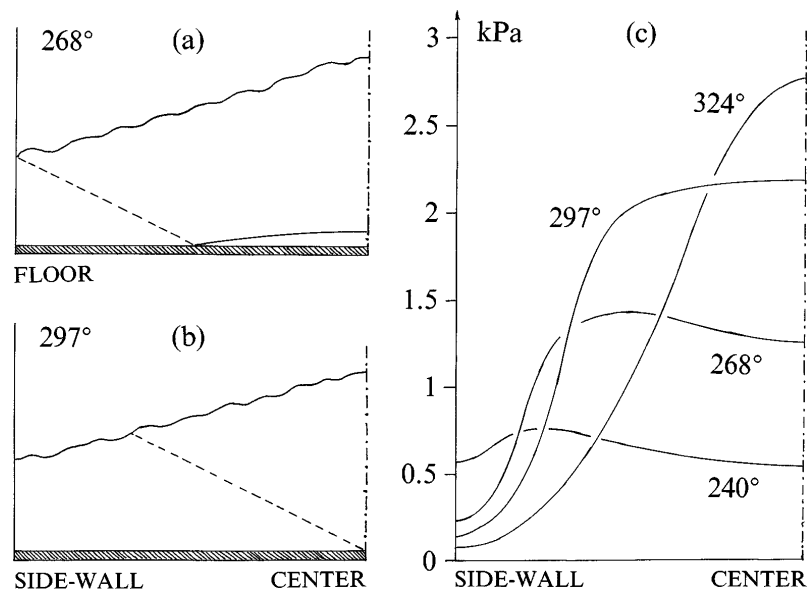


FIG. 2. Status of center-high vibrated bed at phase angles during gap closure. (See Fig. 1 caption for bed description and vibration parameters.) (a) and (b) Show bed profiles at two phase angles: gap closed halfway to center and gap just closed at center, respectively. Dashed lines indicate positions of compaction front. (c) Gives approximate floor pressure profiles at designated phase angles.

Figure 2 illustrates the bed status during bed-floor collision. At a given point along the floor, the compaction front's arrival is simultaneous with gap closure. Ahead of the front, gradient in floor pressure is centerward. Behind, the gradient reverses direction, but a concomitant gas flow cannot cause the compacted particles to move. At a given point, floor pressure peaks later than gap closure: The lag is  $13^\circ$  at the wall,  $29^\circ$  midway between wall and center, and  $27^\circ$  at center. These delays can be understood: Because the compaction front is inclined toward the sidewall, the front arrives earlier at a given point along the floor than at an elevation within the bed above the given floor point. Compaction of particles at the higher elevation drives gas downward as well as toward bed surface; eventually, gas driven downward reaches the surface, horizontal pressure gradients behind the compaction front having first driven this gas laterally, toward the wall.

While adding particulars, Figs. 1 and 2 confirm Faraday's basic ideas: that circulation in a fine-powder Chladni heap is aerodynamically driven, primarily while floor pressures are negative (between  $93^\circ$  and  $\sim 214^\circ$  in our example).

Hypothesizing an inclined "condensation front" analogous to our compaction front, Laroche *et al.* [6] suggested particles move centerward by an "internal avalanche flow" [7] sliding downward along the hypothesized front. We see no such avalanche in high-speed cinematographs. *From the onset of free flight*, long before a compaction front appears, we see particles moving with largely horizontal components of velocity centerward. Afterward, behind the front, particles are stationary. Cinematographic evidence also rules out the suggestion [12] that heaping arises from positive pressure effects accompanying gap closure.

The discussion so far has focused upon  $177\text{-}\mu\text{m}$  alumina beads. We deal briefly with beads of smaller and larger size.

At 30-mm average depth, although no gap forms beneath  $88\text{-}\mu\text{m}$  beads, they form a heap displaying Faraday circulation during a "weightless" interval. Floor pressure data [30] confirm the presence of the driving gradients and reveal cyclic variation in porosity (an absolute  $\sim 2\%$  rise and fall). Pressure data even disclose passage of the "compaction front" that we do not see in a cinematograph.

Before lift-off,  $707\text{-}\mu\text{m}$  beads undergo an absolute porosity increase of  $\sim 0.13\%$ ; they exhibit a horizontal compaction front originating at floor and traveling upward. In  $272\text{-}\mu\text{m}$  beads, the front is inclined at  $\sim 14^\circ$  to horizontal. Fronts seen cinematographically may be traveling passive failure planes: Between  $\Gamma = 3$  and 5, their angles are constant, each a fundamental property, apparently, of particle and orientation of principal stresses. Although Faraday circulation is not evident in coarse matter, nevertheless, it will form a heap slowly:  $505\text{-}\mu\text{m}$  alumina beads require 3 min at  $\Gamma = 2$ . In all granular

solids, heap slopes approach a dynamic angle of repose as  $\Gamma$  approaches one from above [6,12,17].

Withdrawing gas (air, helium, or propane) from closed chambers housing vibrated beds, Pak *et al.* [12] saw sharp declines in heap slope. Calling attention to the non-linear partial differential equation for pressure in one-dimensional vibrated-bed theory, they suggested that the declines occur when a term (with pressure in the denominator) can no longer be safely ignored when the equation is linearized [26,31]. Mean-free-path calculations disclose another possibility. In each experiment, upon progressive reduction in pressure, a decline in slope coincides with departure from viscous flow [32], first, to slip flow with progressive reduction in viscous drag, and, finally, to molecular streaming and zero drag. Slopes must decline when within-bed gas flow loses its power to shape and maintain a heap and to cushion bed-floor impact.

All particulates that we studied (10 to  $707\text{ }\mu\text{m}$ ) experience zero drag at 8 Pa. All behave just the same. There is no heaping. All display a gap. All exhibit a friction-driven circulation characteristic of coarse powders at all pressure levels [33]. All are noisy: We hear the sharp crack of each uncushioned bed-floor collision.

Some researchers [9–11] reported upon nonsymmetrical, wall-high heaps. Evesque [11] pointed out the practical impossibility of establishing strictly vertical vibration, unbiased by horizontal velocity components. If such components are large, formation of a symmetrical, center-high heap may become an impossibility. In our work we succeeded in reducing the effect of horizontal velocity components to a degree allowing useful study of center-high heaps. An "indicator" glass duct [21] displaying substantially uniform distribution of powder in the "coherent-expanded" state [15] provides an acutely sensitive indication that bias in the vibration is sufficiently small such that symmetrical, center-high heaping can be reliably achieved.

Grants from U.S. National Science Foundation (CBT-8620244) and U.S. Department of Energy (DE-FG07-831D12428) supported our work. For their collaboration or support, we are grateful to M. O. Mason, R. Sprung, R. Warren, G. K. Whiting, C. Raison, G. G. Bengel, S. N. Tshabalala, R. T. Chan, R. Dessy, J. M. Duncan, and Y. A. Liu of Virginia Polytechnic Institute & State University and to F. Krambeck and A. A. Avidan of Mobil Research & Development Corp. We thank Norton-Alcoa Company, Fort Smith, AR, for the gift of "Master Beads."

---

\*Electronic address: verasqu@vt.edu

- [1] M. Faraday, Philos. Trans. R. Soc. London **121**, 299 (1831).
- [2] H. M. Jaeger and S. R. Nagel, Science **255**, 1523 (1992).
- [3] H. M. Jaeger, S. R. Nagel, and R. P. Behringer, Phys. Today **49**, No. 4, 32 (1996).
- [4] F. Melo, P. B. Umbanhowar, and H. L. Swinney, Phys. Rev. Lett. **72**, 172 (1994); **75**, 3838 (1995).

- [5] P. B. Umbanhowar, F. Melo, and H. L. Swinney, *Nature* (London) **382**, 793 (1996).
- [6] C. Laroche, S. Douady, and S. Fauve, *J. Phys. (Paris)* **50**, 699 (1989).
- [7] S. Douady, S. Fauve, and C. Laroche, *Europhys. Lett.* **8**, 621 (1989).
- [8] S. Fauve, S. Douady, and C. Laroche, *J. Phys. (Paris) Colloq.* **50**, C3-187 (1989).
- [9] P. Evesque and J. Rajchenbach, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 44 (1989).
- [10] J. Rajchenbach, *Europhys. Lett.* **16**, 149 (1991).
- [11] P. Evesque, *Contemp. Phys.* **33**, 245 (1992).
- [12] H. K. Pak, E. Van Doorn, and R. P. Behringer, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4643 (1995).
- [13] For reviews, see C. Strumillo and Z. Pakowski, in *Drying '80*, edited by A. S. Mujumdar (Hemisphere Publ. Co., Washington, DC, 1980), p. 211; Z. Pakowski, A. S. Mujumdar, and C. Strumillo, in *Advances in Drying*, edited by A. S. Mujumdar (Hemisphere Publ. Co., Washington, DC, 1984), p. 245; K. Erdesz, D. Ringer, and A. S. Mujumdar, in *Transport in Fluidized Particle Systems*, edited by L. K. Doraiswamy and A. S. Mujumdar (Elsevier, Amsterdam, 1989), p. 317.
- [14] B. Thomas, Y. A. Liu, R. T. Chan, and A. M. Squires, *Powder Technol.* **52**, 77 (1987).
- [15] B. Thomas, M. O. Mason, Y. A. Liu, and A. M. Squires, *Powder Technol.* **57**, 267 (1989).
- [16] R. Sprung, Ph.D. dissertation, Virginia Polytechnic Institute & State University, Blacksburg, 1987.
- [17] B. Thomas, Ph.D. dissertation, Virginia Polytechnic Institute & State University, Blacksburg, 1988.
- [18] M. O. Mason, Ph.D. dissertation, Virginia Polytechnic Institute & State University, Blacksburg, 1990.
- [19] Dissatisfied with plots of floor pressures versus phase angle at fixed floor positions, we have submitted little pressure data to journals of record. A few "typical" plots [14] shed little light on Chladni heap behavior. Recently we came to appreciate the value of plots versus floor position at fixed phase angle [see Figs. 1(c), 1(d), and 2(c)].
- [20] B. Thomas, M. O. Mason, R. Sprung, Y. A. Liu, and A. M. Squires, *Powder Technol.* (to be published).
- [21] S. N. Tshabalala and A. M. Squires, *AIChE J.* **42**, 2941 (1996); G. G. Bengtsson and A. M. Squires, *AIChE Symp. Ser.* **91**, No. 308, 119 (1995); **91**, No. 308, 128 (1995).
- [22] Although  $\Gamma = 4$  is a modest value from an engineering standpoint, period doubling at high  $\Gamma$  can complicate heaping studies [7,17,18]. Important results, however, have arisen from work at  $\Gamma$  near 1.0 (e.g., [6,12,15]).
- [23] Photographs [14] of 177- $\mu\text{m}$  glass beads at selected phase angles under stroboscopic top lighting show how this zone's existence depends upon a sharp upward rush of air across bed surface during heap-floor collision. Lateral surficial flow varies along with expanded zone thickness, each reaching a maximum just after the collision. The zone then shrinks twofold to threefold before its renewal in the following cycle.
- [24] W. Kroll, *Chemie-Ing.-Techn.* **27**, 33 (1955).
- [25] V. A. Chlenov and N. V. Mikhailov, *Vibrofluidized Beds* (Nauka, Moscow, USSR, 1972).
- [26] R. G. Gutman, *Trans. Inst. Chem. Eng.* **54**, 174 (1976).
- [27] Yu. A. Buevich, A. F. Ryzhkov, and N. M. Kharisova, *Inzh.-Fiz. Zh.* **37**, 626 (1979).
- [28] E. G. Rippie, D. C. Kriesel, and H. Rettig, *J. Pharm. Sci.* **67**, 1121 (1978).
- [29] We will provide experimental details: M. O. Mason, B. Thomas, R. T. Chan, and A. M. Squires (to be published). A viewer best perceives the front when situated well away from the projected image. Although efforts to use frame-by-frame analysis, both by eye and with the aid of an image analyzer, failed to find the front, its sighting is not a subjective matter. A number of observers (including persons unfamiliar with our research and its objectives) speak up simultaneously when the front appears. Their visual response may reflect the sudden fixing-in-place of particles behind the front, these particles having just earlier been in motion. The front angle can be estimated if one observer holds a rod up to the image at about the right angle, while another across the room gives instructions for correcting the angle during successive passages of the front.
- [30] We are providing plots like Figs. 1 and 2 for 88- $\mu\text{m}$  particles: B. Thomas and A. M. Squires, *Powder Technol.* (to be published).
- [31] T. Akiyama and H. Kurimoto, *Chem. Eng. Sci.* **43**, 2645 (1988); **44**, 427 (1989).
- [32] See pp. 49–51 in J. Happel and H. Brenner, *Low Reynolds Number Hydrodynamics with Special Applications to Particulate Media* (Martinus Nijhoff, Dordrecht/Boston/Lancaster, 1986).
- [33] Found by E. Muchowski, *Int. Chem. Eng.* **20**, 564 (1980); confirmed by J. B. Knight, H. M. Jaeger, and S. R. Nagel, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3728 (1993), among others.

## Affaire éditorial Nature (1997) /Article Makse et al. (Nature386,379,(1997))

Cet article présente un certain nombre d'effets sur la ségrégation comme s'ils étaient inconnus du scientifique, et donne une explication du phénomène.

Malheureusement, Ces fait sont connus depuis longtemps. Je demandais ici que l'erreur éditoriale soit reconnue.

Cela n'a pas été le cas.

J'ai réécrit plusieurs lettres cette année (2010-2011) pour demander la permission de mettre cette correspondance sur le Web. Nature n'a rien répondu.



<b>De/From :</b> M. Pierre EVESQUE DR CNRS	<b>N° Fax :</b> 0 141 13 14 42 Out of France : 33 - 141 13 1 442
<b>E-mail :</b> evesque@mssmat.ecp.fr	<b>N° Tel :</b> 01 41 13 12 18 Out of France : 33 -141 13 12 18
<b>Pour/To :</b> Editor Nature  Nature Publishing Group , The Macmillan Building ; 4 Crinan Street London ; N1 9SQ UK	<b>N° Fax :</b> +44 20 7843 4596/7
<b>Date :</b> 1/3/2011	<b>Nombre de pages :</b> 1

**Objet :** our correspondence EX7099 ; 22/July/1997, and related

Dear Editor,

I confirm my e-mail on 24/2/2011. I would like to put on the web few editing problems I encountered, or that others have encountered.

I am interested in the reproduction of our correspondence EX7099 22/July/1997, and related.

Do you see a downside.

From the human point of view, time has done its work, and concerns that can not be scientific.

Thank you in advance for your favorable response.

cordially

Pierre Evesque

---

Ecole Centrale Paris  
Laboratoire de Mécanique : Sols, Structures, Matériaux  
Grande Voie des Vignes - F-92295 Châtenay Malabry Cedex  
Tel: 33 - (0) 141 131 000 - Fax: 33 - (0) 141 131 442  
Internet : <http://www.ecp.fr/>

**Voir le rapport CNRS de Pierre Evesque 2011, Annexe 10, p. 69-72**

## Autre problème rencontré avec Nature:

Je pourrais aussi traiter du cas de l'article: G. Metcalfe, Tr. Shinbrot, J. J. McCarthy & J. M. Ottino; *Nature* 374, 39-41 (2 March 1995); Avalanche mixing of granular solids, qui traite d'un problème de ségrégation granulaire dans un système (bidimensionnel) cylindrique et générant des avalanches.

Une petite phrase m'était apparue incompréhensible, et ai demandé l'explication aux auteurs, ou à leur collaborateur (Khakhar?).

En quatre lignes ils m'ont expliqué, preuves à l'appui à partir de l'équation de Navier-Stokes 2d et de son analogie hamiltonienne, qu'un système 2d à écoulement continu ne pouvait pas générer un mélangeage car les lignes du courant ne peuvent pas se croiser en 2d, et que ce système ne générerait donc que de la ségrégation irréversible ; en d'autres termes, il fallait introduire de l'intermittence (d'où les avalanches) pour que le mélangeage soit efficace.

C'est ainsi que j'ai compris la vraie raison de leur propos, l'intérêt réel de leur article; et ils m'ont démontré qu'ils connaissaient bien mieux le problème que ce qu'ils en disaient dans l'article.

À leur décharge, cet article n'aurait probablement pas pu paraître dans *Nature* sans cette présentation. **À croire que Nature veuille devenir le spécialiste de la "désinformation scientifique".**

## Pas d'autre information

Ceci termine l'exposé des quelques problèmes litigieux dans le principe de sélection des articles par les revues.

Pour en faire une revue détaillée, mieux vaudrait demander l'expertise des évaluateurs professionnels, des revues et des personnes ayant eu à souffrir de ces pratiques. J'expliquerai par exemple un cas d'expertise où la déontologie n'a pas été respectée par le service évaluateur: le CNES et l'affaire dynagran. Encore que là je n'insisterais pas sur certaines pratiques très mauvaises permettant aux managers de dénigrer les meneurs de projet qu'ils sont sensés défendre, et qui permettent ainsi aux partenaires/concurrents internationaux des mêmes meneurs nationaux d'emporter les positions.

La France semble très friante de cette pratique permettant de faire croire au fairplay de la hiérarchie française quand celle-ci est peu impliquée dans le projet, ou lorsque celle-ci connaît moins bien le projet que les leaders qu'elle est sensée appuyer et que les autres hiérarchie en fasse d'elle.



## **Problèmes éditoriaux personnels rencontrés**

**par P. Evesque**

## **Transition d'Anderson : essai J. de Phys. France (1983) #3.0082**

Cet article sur la localisation d'Anderson a été écrit en 1983 pendant ma thèse d'État. Il rappelle un article publié par PG de Gênes en 1959, pour qui montre que la localisation d'Anderson se caractérise par une percolation dans certains cas où le désordre est non diagonal. Art qui était passé sous le silence dans la littérature.

Après une étude de ces rapports assez extensive et après discussion avec Shlomo Alexander, nous avons conclu que les deux rapports étaient contradictoires, l'un disant que l'article était juste, mais le résultat connu, donc l'article est non publiable car connu; l'autre disant au contraire que les conclusions de l'article étaient fausses, ce qui est bien connu, donc l'article est aussi non publiable car basé sur des idées fausses.

La conclusion de l'éditeur était donc que cet article ne pouvait pas être publié.

Je regrette cette position éditoriale qui est visiblement néfaste à un vrai dialogue scientifique correct. Ceci dit, j'ai accepté le verdict, et ne pas pousser plus loin la volonté de publier : « les vrais chercheurs professionnels doivent être au courant des informations disponibles ».

Par ailleurs, j'ai discuté de cet article avec A. Blumen ; d'après mes souvenirs, il en a fait une simulation numérique, avec G. Zumofen, pour démontrer les effets que je calcule dans cet article qu'ils ont publié.

A DIFFERENT APPROACH TO THE ANDERSON TRANSITION IN THE EXCITED STATES  
OF DOPED CRYSTALS

P. EVESQUE

E.R. 5 du CNRS, Laboratoire d'Optique Physique

ESPCI, 10, rue Vauquelin

75231 PARIS CEDEX 05 - France

Résumé

Les états excités des systèmes expérimentaux où la transition d'Anderson est généralement recherchée, peuvent être décrits par le modèle de l'alliage binaire. Après avoir rappelé que ce modèle peut conduire à une coïncidence en énergie des états délocalisés et localisés, on décrit un système expérimental ne présentant pas cet inconvénient et une expérience propre à tester la longueur de cohérence des états électroniques.

Abstract

The binary alloy model is generally appropriate to describe the experimental systems where the Anderson transition in the excited states is searched for. It is recalled that, in this model, delocalized and localized states can stand at the same energy. We describe another system which does not display such coincidences. Moreover, an experiment which tests the coherence length of the states is described.

PACS Nb : 71.55.J , 71.35

Since the Anderson pioneering work /1/ has demonstrated the existence of delocalized states for sufficiently small disorder in random lattices, a lot of experiments have been attempted in order to detect such a transition for the excited states of impurities in either organic /2/ or inorganic /3/ crystals. This research field has been stimulated by R. ORBACH /4/ who predicted a pure exponential desexcitation behaviour for the delocalized states in the presence of supertraps which should be different from the laws expected for small migration /5/.

However, LORING et al` theories /6/ predicted also such an exponential behaviour for sufficiently fast incoherent energy migration between donors states. Consequently, it should be difficult to demonstrate which theory has to be applied when an exponential behaviour is observed.

Moreover, in the case of a coherent motion, as a lot of delocalized states can only be excited, actually a sum of exponentials should be expected which can finally exhibit a non exponential behaviour. Another more important problem arises when extended and localized states stand at the same energy : the delocalized states cannot be any more excited selectively and the exponential desexcitation criterium cannot be checked any more.

As it will be proved in the first part, this last difficulty is to be expected for the generally studied system which is similar to the binary alloy model. Then, it will be argued that a system corresponding more accurately to the Anderson one, can be realized using a set of different isotopes.

The last part of this paper will be devoted to the description of an experiment which is designed in order to provide a good test for the delocalization and the extension of the wavefunctions.

First, we will recall the definition of the Anderson transition problem. This one is based on an hamiltonian which can be written as :

$$\mathcal{H} = \sum_i \epsilon_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i| + \sum_{i,j} V_{ij} |\psi_i\rangle\langle\psi_j| \quad (1)$$

where  $|\psi_i\rangle$  stands for the electronic wavefunction of the site labelled  $i$ , at energy  $\epsilon_i$  ; this energy can be distributed randomly and this distribution leads to the so-called diagonal disorder.  $V_{ij}$  is the coupling strength between site  $i$  and site  $j$  and can be either short or long range. A disorder on this  $V_{ij}$  is called an off-diagonal disorder.

For sake of simplicity we will limit the discussion here to the case of short range interactions such as exchange ones and of crystals made by a mixture of different isotopes. This last point will cancel out the off-diagonal disorder because the  $V_{ij}$  will be unchanged through the exchange of the isotope components.

In a perfect lattice with only one kind of isotope the  $\epsilon_i$  will be equal ; but the random substitution of one isotope by another one will lead to a random distribution of the  $\epsilon_i$  and then to a diagonal disorder. These  $\epsilon_i$  will change from site to site depending only on the

isotope laying on the considered site. Thus assuming a continuous diagonal disorder distribution as in Fig. 1b, will lead to the real Anderson problem where delocalized states will stand at the center of the band and localized ones on the wings, for an appropriate disorder bandwidth.

## I - THE "IDEAL" ANDERSON SYSTEM

The continuous diagonal disorder can only be achieved if the crystal is made up by a large number of different isotopes, the energy of which laying very near in  $V_{ij}$  unity. Thus it is rather different from the usual approach of the "Anderson transition in the excited states" of which has been to dope the host with only one isotope or impurity and to study what was happening to the electronic wavefunctions of this isotope or impurity when concentrating it in the crystal ; moreover the energy mismatch between the host levels and the impurity ones has been chosen very large compared to  $V_{ij}$ . Then the original Anderson problem has been turned into another one because :

- i) the  $\epsilon_i$  distribution of the hamiltonian instead of being a continuous one turns out to be discontinuous and is the sum of two Dirac functions the weight of which being equal to the concentration in each isotope (Fig. 1).
- ii) Since the Anderson delocalized states can only happen for sufficiently narrow distribution /7/, the total hamiltonian cannot lead to an Anderson transition : if the delocalized states exist they will mostly pertain to one isotope or to the other one, but not to

the both at a first order approximation.

These features tend generally to distort the initial problem of Anderson by forgetting the host and studying only the traps, which is equivalent to introduce an off-diagonal disorder in the coupling strengths  $V'_{ij}$  between these traps : these  $V'_{ij}$  will be calculated from the  $V_{ij}$  and the  $V'_{ij}$  statistical distribution will depend on the statistical distribution of the  $ij$  distances. Actually, from a theoretical point of view, the off-diagonal disorder seems to reduce the coherence length of the wavefunction /7/ : for instance, in a 2 dimensional system any off-diagonal disorder leads to a complete localization /7,8/.

Moreover, if delocalized states still exist, they can stand at the same energy as localized ones ; such a doped crystal is actually nearly identical to the model treated by P. G. de Gennes et al /9/ who assumed an infinite energy mismatch between the host and the impurity levels. They have found that, in such a system, delocalized states only exist for concentrations larger than the percolation threshold and pertain to the infinite cluster ; the finite clusters always lead to localized states. As the finite and infinite clusters energy levels are centered on the same energy, some coincidence in energy is expected for between localized and delocalized states.

Therefore clearer experimental results should be expected in systems where such a coincidence would not be expected and for which the percolation phenomenon is not the leading process for delocalization. In other words, the ideal Anderson system can be achieved by the association of the two essential features previously discussed. These requirements are a continuous diagonal disorder and a small off-diagonal disorder. This can then be achieved, as mentioned previously, by mixing a lot of different isotopes (Fig. 2). Moreover, a three dimensional

1 ph. [

lattice structure is also required in order to minimize the influence of the off-diagonal disorder /7/.

Thus, choosing an organic molecule which has a sufficiently large number of isotopes and blending these isotopes together in appropriate proportion should give the ideal Anderson system after crystallization. Changing the relative concentration in each isotope will allow to go through the Anderson transition and study the appearance of delocalized states.

## II - EXPERIMENTAL APPROACH OF THE ANDERSON TRANSITION

The basic idea underlying the following experiment comes directly from the observation of the absence of any hyperfine structure in the EPR experiments on triplet states of pure organic crystals /10/. It consists in studying the transition line width between the states of two bands which are approximately driven by the same Anderson hamiltonian.

If these two hamiltonians were strictly equal, there would be a complete one to one correspondance between every state of the first band and every state of the second band : both states of every pair will have the same wavefunction coefficients. The transition will only occur between the states of each pair. As the energy mismatch between the states of these pairs is equal to the mismatch between the two band centers, it will be independent of the pair and the transition will be very narrow.

However if the two hamiltonians are slightly different and if their difference is equivalent to an additional diagonal disorder, without any correlation with the first one, one may consider the



previous eigen states as still valid if this additional disorder is very small. In this case, the transitions will still only happen between the pairs of states mentioned previously. If the states are extended, the extension will average the additional disorder and most of these states will lay at the energy they had without this additional diagonal disorder. The line width of the transition between such delocalized states must be very narrow. On the contrary, if the states are strictly localized, no averaging of the additional diagonal disorder will be achieved and the energy of the states will be changed randomly. The transition linewidth of the strictly localized states will then be equal to the additional diagonal disorder width.

This feature should be expected for the triplet states of organic systems as described in part I. For sake of demonstration we will limit ourselves to the case of one molecule per unit cell and to the case of non zero coupling strengths  $V_{ij}$  for only adjacent molecule  $i$  and  $j$ . Then  $V_{ij}$  will also be assumed to be independent of the electronic and nuclear spins. The hamiltonian  $\mathcal{H}$  of any triplet state in a magnetic field  $B$  is given by :

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \sum_i (\epsilon_i + g\mu_B B S_{zi} + I_i S_{zi}) |i, m_i\rangle \langle i, m_i| \\ & + \sum_{i,j} V_{ij} |i, m_i\rangle \langle j, m_j| \delta m_i m_j \end{aligned} \quad (2)$$

where  $g\mu_B B S_{zi}$  and  $I_i S_{zi}$  stand for the Zeeman and hyperfine hamiltonian.  $m_i$  and  $I_i$  are the eigen values of the electronic and nuclear spins. The energies  $\epsilon_i$  are distributed at random. The  $I_i$  will be assumed to vary from site to site randomly but to be time independent.

Forgetting first the hyperfine structure, any eigen states of the hamiltonian /2/ can be written as :

$$|\psi_m^k\rangle = \sum_i a_i^k |i, m\rangle$$

(3)

with 
$$\sum_i a_i^k a_i^{k'*} = \delta_{kk'}$$

These  $k$  eigen states will be localised if only a few of the  $a_i^k$  will be different from zero. In the opposite case, they would be extended. In this last case the  $a_i$  should be some random variable. However the  $a_i^k$  do not depend on  $m$  and the EPR transition can only occur between the eigen states  $|\psi_m^k\rangle$  and  $|\psi_{m\pm 1}^k\rangle$  which have the same  $k$ . According to the hamiltonian property, the energy mismatch between these two states is independent of  $k$ . Thus an EPR experiment on such states will lead to an infinitely narrow linewidth.

If the disorder introduced by the hyperfine coupling is very small compared to the  $\varepsilon_i$  one and as far as one studies a system sufficiently far away from the Anderson threshold, one can consider that the electronic eigen states will be not significantly changed and that the  $a_i^k$  will be stil independent of  $m_i$ . Thus an EPR transition will only occur between the same previously mentioned states, which will be displaced in energy by  $\delta E$  :

$$\delta E_{k,m} = \sum_i a_i^k a_i^{*k} I_i m \quad (4)$$

For a  $k$  state delocalised on  $N$  sites, one should expect a mean energy displacement :

$$\langle \delta E_{k,m}^2 \rangle^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{N}} \langle |I_i| \rangle |m| \quad (5)$$

because  $a_i^k \sim \frac{1}{\sqrt{N}} e^{i\varphi_i}$  and  $I_i$  is some random variable independent of  $a_i$ .

When studying systems made up of two molecules per unit cell which have not the same orientation, some attention has to be paid in order to preserve the property of this hamiltonian (2) : Peculiarly, it is necessary to deal with a sufficiently large magnetic field in proper directions in order to act in the same way on both molecules.

## CONCLUSION

By measuring directly the coherence length of the wavefunction, this method should bring a real evidence of the Anderson delocalized states : for instance, if no relaxation processes exist between the eigen states of the bands one can determine the Anderson edge by using a laser selective excitation technique associated with this experiment. Moreover, even if there are some relaxation processes, one can, in principle, determine the ratio of "delocalized" to localized states by comparing the width of the EPR line to the width of the natural hyperfine structure. An important feature relevant to paragraph I, is that this last determination can even be done in a random binary alloy where delocalized and localized states can stand at the same energy.

It should be compared to the time resolved experiments which detect together coherent and incoherent processes without distinguishing between them. Moreover, these last experiments can be disturbed by some stray effects as biexcitonic fusion and up conversion which lead to non exponential behaviours. The analysis of the hyperfine structure which gives information more directly and at shorter characteristic times, must allow a much more accurate determination of the Anderson transition.

Till now, most of the approaches to the "Anderson transition in the excited states of doped crystals" have been to dope a crystal

with an impurity and to consider the properties of the energy migration inside the energy levels of this impurity to determine the Anderson threshold. This paper is aimed at suggesting to reverse the problem : starting with a pure crystal where the states are delocalized and distorting it sufficiently largely should allow to study the localization. The randomization which is needed in this problem can conveniently be achieved by using isotopic substitution.

# BIBLIOGRAPHY

- /1/ P.W. ANDERSON, Phys. Rev., 109, (1958) 1492.
- /2/ R. KOPELMAN, E.M. MONBERG, F.W. OCHS, Chem. Phys. 19 (1977) 413.  
E.M. MONBERG, R. KOPELMAN, Chem. Phys. Lett. 58 (1978) 492
- /3/ J. KOO, L.R. WALKER, S. GESCHWIND,  
Phys. Rev. Lett. 35, (1975), 1669.  
S. CHU, H.M. GIBBS, S.L. Mac CALL, A. PASSNER,  
Phys. Rev. Lett 45, (1980), 1715.
- /4/ R. ORBACH, Phys. Lett., 48A, (1974), 417.
- /5/ M. INOKUTI, F. HIRAYAMA, J. Chem. Phys., 43, (1965), 1978.
- /6/ R.F. LORING, M.C. ANDERSEN, M.D. FAYER,  
J. Chem. Phys, 76, (1982), 2015.  
G.R. GOCHANOUR, H.C. ANDERSEN, M.D. FAYER,  
J. Chem. Phys., 70, (1979), 4254.  
R.F. LORING, M.D. FAYER  
Chem. Phys. 70, (1982), 139.
- /7/ J.L. PICHARD, G. SARMA, J. Phys. C, 14, (1981), L 127.  
J.L. PICHARD, G. SARMA, J. Phys. C, 14, (1981), L 617.  
J.L. PICHARD, G. SARMA, J. de Physique, Colloques 42 (1981),  
tome 1, C<sub>4</sub>-37.  
T.A.L. ZIMAN, Phys. Rev. B26, (1982), 7006.
- /8/ P.D. ANTONIOU, E.M. ECONOMOU,  
Phys. Rev. B 16, (1977), 3768.  
J. KLAFTER, J. JORTNER, Chem. Phys. Lett. 60, (1978), 5
- /9/ P.G. de GENNES, P. LAFORE et J.P. MILLOT, Le Journal de Physique et  
le Radium, 20, (1959), 624.
- /10/ C. KITTEL, Introduction à la Physique de l'état solide, Dunod,  
3ème édition, France, pp. 622, 607.

### FIGURE CAPTIONS

Fig. 1 - Energy distribution of the density of states  $D(E)$  of a mixed crystal as generally studied (a), of the real Anderson problem (b). The energy scale is in  $V_{ij}$  unity.

Fig. 2 - Energy distribution of the density of states  $D(E)$ , in  $V_{ij}$  unity, for the Anderson's problem (—), for a real problem simulating the Anderson's problem ( - - - )

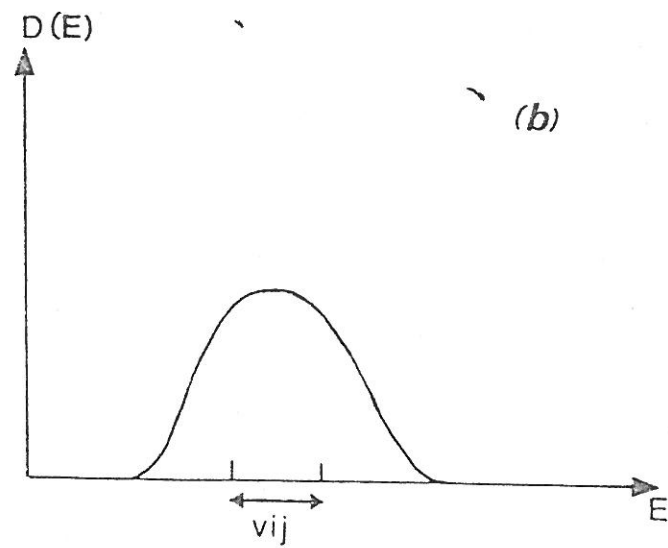
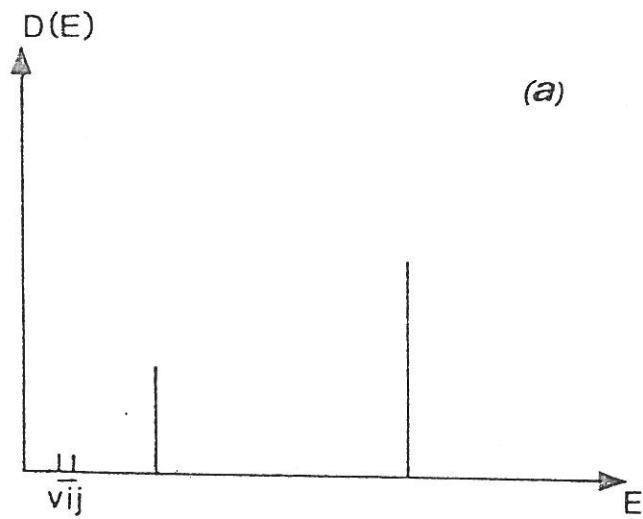


Fig 4

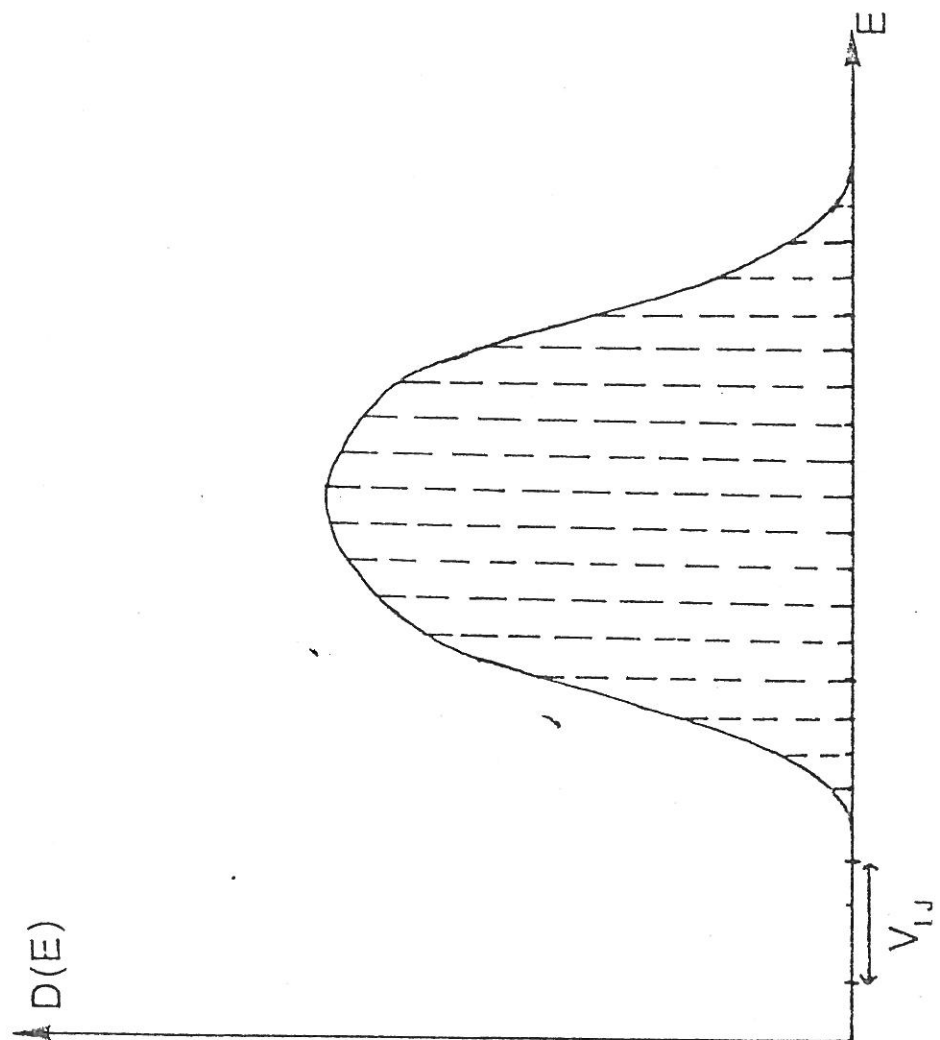


Fig 2



## Commission des Publications Françaises de Physique

Secrétariat : Bâtiment 510, Université Paris-XI, F 91405 Orsay

941.69.32 et 928.71.69

11 juillet 1983

Monsieur P. Evesque  
Laboratoire d'Optique Physique  
E.S.P.C.I.  
10, rue Vauquelin  
75231 Paris Cedex 05

n/réf. 3-0082

Monsieur,

Nous avons le regret de ne pouvoir accepter pour publication  
au Journal de Physique-Lettres  
votre article intitulé

"A different approach to the Anderson transition in the excited states of doped crystals"

Nous vous renvoyons ci-joint votre manuscrit, accompagné d'une copie des  
rapports rédigés par des physiciens spécialistes de la question choisis par  
la Commission des Publications Françaises de Physique.

*Compte tenu des rapports ci-joints, nous ne pouvons envisager de publier votre  
Lettre. Si toutefois vous pouvez réécrire un article qui réponde aux nombreuses  
questions et critiques des rapporteurs, nous pourrions aussi évidemment reconsi-  
dérer notre position.*

Nous vous prions de croire, Monsieur,  
nos sentiments dévoués.

à l'assurance de



J. des Cloizeaux  
(en l'absence de J. Zinn-Justin)

P.j.

Auteur(s) : P. Evesque

Titre : A different approach to the Anderson transition in the excited states of doped crystals

## RAPPORT

L'article "a different approach to the Anderson transition in the excited states of doped crystals" est dans la suite d'une proposition faite par R. Orbach en 1974 d'étudier la transition de localisation d'Anderson en considérant la largeur de raie des transitions optiques.

Dans la première partie, le modèle de l'alliage binaire, où le potentiel de site ne peut prendre au hasard que deux valeurs, est abordé. L'auteur affirme la possibilité qu'il existe, pour une même énergie, des états localisés et étendus. Cette affirmation va à l'encontre de l'opinion communément admise, quoique la question reste ouverte. Mais la référence citée, pour supporter cette affirmation, date d'une époque (1959) où il y avait quelques confusions entre le problème de la localisation et celui de la percolation. Elle ne suffit donc pas.

La deuxième partie décrit, sans précision suffisante, le lien entre la largeur des raies et l'extension spatiale des états propres. L'auteur conclut, sans plus de détail, que cette méthode donne accès à la longueur de cohérence des états, sans la définir préalablement. On entend d'habitude par longueur de cohérence la longueur de cohérence de phase qui reste finie, aussi bien pour les états étendus que pour les états localisés. Son étude ne saurait donc mettre en évidence la présence d'états étendus. La longueur d'intérêt dans la transition d'Anderson est la longueur de localisation, caractéristique de la décroissance spatiale exponentielle de l'amplitude des états localisés, qui devient infinie pour les états étendus.

Cet article, qui reste au niveau d'une discussion trop qualitative, non exempt d'ambiguïté (longueur de cohérence), ne me semble pas contenir assez de résultats nouveaux pour être publié comme lettre au Journal de Physique.

Author (s) P. Evesque

Title A Different Approach to the Anderson Transition in the Excited States of Doped Crystals

REFEREE'S REPORT

Dans la première partie de cet article l'auteur critique l'emploi de systèmes de type alliage binaire dans la recherche de la transition d'Anderson. Il pourrait condenser cette partie et en venir plus rapidement au but de ce travail.

Dans la deuxième partie l'auteur propose un nouveau système (un cristal organique) qui se rapproche beaucoup plus du système d'Anderson idéal. Ici, les détails manquent aux non spécialistes de ce type de système. Par exemple, la raison du caractère aléatoire des  $\epsilon_i$  (équation (2)) n'est pas évidente. Doit-on comprendre que l'on propose d'étudier l'effet des  $I_i$  aléatoires superposé à celui des  $\epsilon_i$  déjà aléatoires eux-mêmes? Enfin, et surtout, on s'attendrait à une estimation des ordres de grandeur qui interviennent dans l'expérience proposée. En vue des remarques précédentes et du fait que pour l'instant il n'y a ni de proposition concrète d'expérience ni de résultats nouveaux, nous concluons qu'il serait prématuré de publier cette discussion. Etant donné, d'autre part, que l'idée nous semble originale, nous imaginerions très bien la publication d'une version mieux rédigée et tenant compte des critiques et des questions formulées ci-dessus.

**Problème éditorial : article refusé (J.Chem. Phys (1984)):**

Cet article porte sur mon travail de thèse d'état. Il voulait amender les résultats que nous avons publiés auparavant dans ce journal.

Les référées y ont considéré les modifications peu importantes et ont refusé l'article.

Nous avions autre chose à faire, d'autant que j'étais aux USA pour 1 an en stage post-doctoral.

No comment.

....

Nb. J. Chem. Phys.  
May 84

COMMENT ON : "TIME RESOLVED STUDIES  
OF NAPHTHALENE MIXED CRYSTALS. FRACTAL AND  
EUCLIDIAN BEHAVIORS OF THE MIGRATION"

P. Evesque and J. Duran

Laboratoire d'Optique de la Matière Condensée\*  
Université P. et M. Curie, Tour 13,  
4 place Jussieu, 75230 Paris Cedex 05, France

Recently,<sup>1</sup> we proposed an analysis of the time dependence of the singlet intensity ( $I_S$ ) created by the fusion of triplet excitations in binary molecular crystals of naphthalene. Briefly stated, at short time, the kinetics of the system is governed by a percolation of the bonds connecting the traps (naphthalene  $H_8$ ), according to the following equation :<sup>1,2</sup>

$$I_S \sim t^{-\alpha}$$

A set of experimental  $\alpha$  values are reported in table I (1) which shows that  $\alpha$  depends on temperature and naphthalene  $H_8$  concentration. In this comment we want to introduce a more realistic interpretation of the  $\alpha$  dependence.

### A) Concentration dependence of the percolation threshold

In paper <sup>1</sup> and <sup>2</sup> we assumed that the percolation is induced by the steep dependence of the transfer times versus distance between two impurities. In this case, the cut-off length which is introduced in our model depends on the real trap concentration. This approximation implies that :

i) the time dependence of the delayed luminescence  $I_S$  should decay according to the  $(t/\tau)^{-\alpha}$  law,  $\alpha$  being independent of concentration ;

ii) this percolation kinetics should be detected at times shorter than a time  $T_0$  ; in turn, this  $T_0$  time should depend on the real trap concentration as shown in Table I ;

iii)  $\tau$  and  $T_0$  should be roughly proportional. The proportionality constant describes the mean number of visited sites during the time range of the fractal kinetics and is nearly independent of the trap concentration. ;

iv)  $T_0$  is then the proper parameter which describes the euclidian regime. Consequently it turns out that the supertrapping time should be proportional to  $T_0$  and to the supertrap concentration.

As a matter of fact this last remark is in agreement with both the results of Ahlgren and Kopelman <sup>3</sup> and our own experiments : from Table I, one can predict that an 8% sample doped with  $10^{-3}$  betamethylnaphthalene should exhibit the same normalized supertrap luminescence as a 12% sample doped with  $10^{-4}$  betamethylnaphthalene.

Actually, a more complete analysis of the experimental value of the  $\alpha$  parameter requires that we take into account the laser repetition rate as explained in the following.

#### B) Influence of the laser repetition rate

The experimental results reported in <sup>1</sup> have been obtained by exciting the samples with a dye laser providing repetitive pulses every  $T = 0.2$  s. So that it appears from Table I that the characteristic time  $T_0$  of the low concentrated samples is larger than  $T$ . We propose a semi quantitative analysis of the influence of this effect on the experimental values of the  $\alpha$  exponent.

In order to analyse this process, we firstly consider the situation of the excitations after the first laser pulse. At short time (during the fractal time range), the excitations are moving inside clusters which are completely disconnected from each other. As the time goes on, the smallest clusters are fully explored and the fusion will only occur among large clusters. Obviously this process which favors the smallest clusters will induce a non random distribution of the excitations at the end of the fractal time range ( $T_0$ ). After  $T_0$ , new bonds appear between clusters, which will restore the random distribution of the excitations.

Therefore, it is easily understood that the time  $T$  of the second pulse excitation turns out to be a crucial parameter in the experimental estimate.

If time  $T$  is smaller than  $T_0$ , we will superimposed two excitations distributions ; one being provided by the first pulse will be non random, whereas the second one will follow a regular statistical law. As explained above, the final distribution will be in favor of the excitations of the smallest clusters. Then according to the percolation theory, this can be taken into account by increasing the  $\varepsilon$  exponent previously defined in <sup>1</sup> and <sup>2</sup>. As in a percolation model below the threshold, the  $\alpha$  exponent is

$$\alpha = 1 - \varepsilon(1 - \varepsilon) / 2$$

it turns out that the  $\alpha$  value should be larger than in the regular case, when the time  $T$  is much larger than  $T_0$  which corresponds to a pure random distribution of the excitations immediately after any pulse.

Table I shows that this feature is readily observed from our experiments :  $\alpha$  is seen to increase when  $T_0$  increases and becomes larger than  $T$ . We observe also that the limit value of  $\alpha$  is obtained for the largest concentrations and, within experimental error bars, correspond exactly to the predicted value for a 2D percolation model ( $\alpha = 0.37$ ). This space dimensionality is in good agreement with the well known 2-dimensional character of the triplet states interactions in naphthalene.

Unfortunately, the quantitative derivation of the real  $\alpha$  value versus the laser repetition rate turns out to be excessively intricate since the pulse energy of the laser should probably be included in the calculation.



### References

\* Equipe de Recherche associée au CNRS n° 133

- 1 P. Evesque and J. Duran, J. Chem. Phys. 80, 3016 (1984)
- 2 P. Evesque, J. de Physique (Paris) 44, 1217 (1983)
- 3 D. C. Ahlgren and R. Kopelman, J. Chem. Phys. 73, 1005 (1980)

Table Caption

Table I : Experimental values of the  $\alpha$  exponent and of the time  $T_0$  during which the singlet decay follows the  $t^{-\alpha}$  law versus naphthalene  $H_8$  concentration  $C$  and temperature of the samples (cf. Fig. 6 and Table I in <sup>1</sup> ).

TABLE I

c (%)	Temperature (K)	$\alpha : I_S \sim t^{-\alpha}$	$T_o$ (ms)
12	1.7	0.38	20
10	1.7	0.37	70
8	4.2	0.40	100
8	1.7	0.43	200
5	4.2	0.43	$T_o > 200$
5	1.7	0.47	$T_o > 200$

# THE JOURNAL OF CHEMICAL PHYSICS

PUBLISHED BY THE  
AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS  
14 Nov 1984

J. C. LIGHT  
EDITOR  
D. H. LEVY  
ASSOCIATE EDITOR

DEPARTMENT OF CHEMISTRY  
5735 S. ELLIS AVENUE  
UNIVERSITY OF CHICAGO  
CHICAGO, ILLINOIS 60637

FILE NO. Ct4.05.004

Comment on time resolved studies of  
naphthalene mixed crystals. Fractal  
and euclidian behavior of the migration

P. Evesque and J. Duran

Dr. P. Evesque  
Laboratoire d'Optique de la  
Matiere Condensee  
Universite Pierre et Marie Curie  
Tour 13 - 4 Place Jussieu  
75230 Paris Cedex 05  
FRANCE

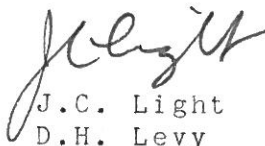
Dear Dr. Evesque:

Your above Comment has now been returned by the second  
referee who was asked to look at it. A copy of his comments  
is enclosed.

As you can see from the comments, he does not feel the  
manuscript should be published in its present form. However,  
the suggestion he makes for additional work to settle the is-  
sue appears sensible. If, for some reason you cannot follow  
his suggestion and still wish to have the Comment published,  
please return it to me with an explanation.

If the additional work requires a longer manuscript, it  
may, of course, be submitted as a regular Article.

Sincerely yours,

  
J.C. Light  
D.H. Levy

JCL:mj  
enclosures

P.S. Your Comment now has 902 words, well under the 1200  
word limit for Letters to the Editor.

I have reviewed the Comment by Evesque and Duran (your file number Ct4.05.004) as you requested. As discussed below, I do not think that it is suitable for publication.

The original paper (J. Chem. Phys. 80, 3016 (1984), submitted July 22, 1983) was one of the first to use concepts of fractal geometry to analyze excitation energy transfer in disordered molecular crystals. Other papers by Klymko and Kopelman (J. Phys. Chem. 87, 4565 (1983), submitted August 29, 1983) and Jortner et. al. (Phys. Rev. Letters 52, 2164 (1984), submitted March 23, 1984) now have been published. It was my view that the Evesque and Duran paper merited immediate publication, even though it contained some questionable points, because it was at the leading edge of a new thrust in understanding energy transfer processes in solids. The problem now is how best to deal with these points.

One of the questionable points was the use of a three dimensional energy transport topology in the analysis of the experimental data. The excitation transfer interactions in naphthalene are known to be anisotropic, so the original analysis of the data implied that the disorder makes the effective topology more isotropic. The Comment now offers an alternative explanation that is consistent with a two dimensional topology. No new evidence is presented, however, to substantiate the revised point of view even though the new explanation is subject to a simple experimental test.

The point being addressed is why alpha in Table I of the Comment and also in Table I of the original paper depends on the naphthalene concentration. The explanation given in the Comment is that this dependence results from the fact that the time  $T_0$  (see Table I in the Comment) for the least concentrated samples is comparable to the time between laser excitation pulses. If the explanation is correct, then all the alpha values will approach 0.37 when the time between laser pulses is lengthened. Rather than simply publishing alternative explanations of an observation, we should require experimental evidence to substantiate one point of view over another.

I therefore recommend that the authors repeat the experiment using a lower laser pulse repetition rate and include the results in the Comment or better in a short paper or Note. In addition, the validity of the theory for the concentrations used should be discussed, and reference citations to previous work that has established the 2 dimensional topology<sup>^</sup> for naphthalene should be given.

## Article n° 7-1075 , refusé à J. de Physique France (1987)

Cet article « **Rotational relaxation of azobenzene in porous Vycor glass.** », M.T. Portella, P. Montelmacher, A. Bourdon, P. Evesque & J. Duran a finalement été publié dans *J. of Phys. C: Condensed Matter* **1**, 981, (1989).

Je crois que c'est presque le seul article que j'ai cherché à publier en présentant à un autre journal, [pour ne pas priver d'un les étudiants de leur travail](#) à cause d'une instance évaluatrice qui ne fait pas son travail correctement, ce qui est somme toute **inadmissible** !

Mais dans cette partie de mon travail, portant sur l'utilisation des fractals pour interpréter les propriétés optiques des matériaux, j'ai introduit l'idée elle-même (cf. fractal et Naphthalène H8), mais j'ai surtout eu à lutter contre son utilisation (trop) intensive/abusive du concept (cf. mes articles avec M.A.E. El Sayed).

L'exemple suivant (P. Evesque & D. Sornette, A dynamical system theory of large deformations and patterns in non cohesive solids, *Phys. Lett. A* **173**, 305-10, (1993)) a été rejeté par *phys Rev Let.*

Le troisième cas est légèrement différent: c'est celui des 3 articles suivants :

P. Evesque, *Phys. Rev. A* **43** , 2720, (1991), Analysis of processes governing sandpile avalanches using soil mechanics results and concepts

P. Evesque, *J. de Physique France* **51**, 2515-2520, (1990), Granta gravel model of sandpile avalanches: towards critical fluctuations?

P. Evesque, *Europhys. Lett.* **14**, 427-432, (1991), Analysis of processes governing sandpile avalanches using triaxial test results and "critical state" of soil mechanics.

J'avais soumis les deux derniers à PRL, qui ne m'a donné son accord que pour publier un article plus complet (i.e. le premier). Compte tenu de ceci, j'ai ressoumis ces deux articles à *Journal de Pphysique* et à *Euro physics Lett.* Avant de soumettre à *PR A* le 1<sup>er</sup> dans la foulée.

J'ai été surpris de voir paraître dans *Phys Rev. A* « communication rapide » un article par Nagel et al. Expliquant les effets de taille fini, ce que j'expliquais aussi dans le 3<sup>ème</sup> article.

J'ai essayé de publier un comment avec P. Porion. Ce qui m'a été crefusé par *PHys Rev A*.  
(voir Comment)

Manuscript submitted for publication in *Journal de Physique* - ~~Brief Communications~~

our ref. 7-1075

Author (s) M.T. Portella, P. Montelmacher, A. Bourdon, P. Evesque, J. Duran

Title Rotational Relaxation of Azobenzene in Porous Vycor Glass

#### REFEREE'S REPORT

This paper deals with a very interesting problem: rotational relaxation in a porous material. It is however somewhat problematic:

1. Although the authors used the transient grating technique, which had been applied in Ref. 6 for a similar system, they did not prepare their system in a way which would minimize the surface sticking effects - they did not derivatize the surface. Ref. 6 gives specific instructions on how to overcome surface sticking. Without derivatizing the surface it is difficult to relate the problem to concepts like pore tortuosity. A recent work by IBM group in Phys. Rev. Lett. demonstrates that the derivatization is really effective.
2. The picture of PVG as a system of packed glass spheres has to be confirmed. How does one connect leached spinodal decomposition to the sphere case?
3. I agree with the authors that the results of Ref. 5 do not prove the fractalness of PVG. Ref. 8, however, does not disprove it.
4. The current paper addresses a very different issue than the one in Ref. 6. The authors have used a different excitation and let their azobenzene adsorb.
5. The long time dependence is not clear at all. The results do not depend on the fringe spacings and so no conclusion can be drawn.
6. There is no data analysis in the paper. What is the time evolution of the relaxation? What is the role of a distribution of surface sticking times?
7. As stated in the conclusions the microscopic-macroscopic relationship can be applied for the case of unstuck molecules. It seems that the present paper misses this possibility.

The authors should address the above points before the paper is reviewed again for publication.

**Answer to questions asked by the Referee****Réf. n° 7-1075****Answer to question 1**

We have prepared Vycor samples according to the specific instruction given in Ref. 6. This has been clearly explained in our manuscript. Thus we could expect that our sample preparation would minimize the surface sticking effect as it is proclaimed in Ref. 6. Question 1 is meaningless since our purpose was to determine whether or not there were sticking effects with samples prepared according to Ref. 6 procedure. This question should have probably been asked to authors of Ref. 6. Moreover and contrarily to what referee's saying, no experimental evidence of the absence of sticking effect is given in Ref. 6.

**Answer to question 2**

We have never proclaimed that the compact packing of sphere has not been confirmed, but what to say of the fractal nature of PVG : According to "fractal authors" one measures by one method a fractal dimension  $\bar{d} = 1.75$  between 50 and 90 Å, by another method  $\bar{d} = 2.5$  between 15 Å and 50 Å ; is that a dilation symmetry ? Moreover by transient grating experiments, one does not measure any fractal or fracton dimension or any ratio of the two, since the length scale probed is much too large ; for this last experiment one only assumes such a fractal space. Is that a scientific demonstration of the fractal nature of PVG ?

Moreover spinodal decomposition has been related to the sphere packing by author of Ref. 3. In the same way, the glass sphere packing agrees with the porosity value  $\bar{\Phi} = 0.28$ , with the small fluctuation of the pore diameter, with the values of this pore diameter compared to the sphere radius measured by the electromicroscopic study, with the pictures taken using this technique. It also agrees with experimental results on superfluid helium films in PVG obtained either in UCLA or in Boston (Ref. 4). This packing seems also to be consistent with the dipole-dipole energy transfer results which had previously been interpreted



using fractals. It also agrees with the small amount of scattered light. Before proclaiming that PVG is fractal, one has first to explain the complete set of phenomena we have pointed out.

Finally, we would like to emphasize that it seems to us of a pure figure of speech to ask questions and to want experimental proofs on the first paragraph of a paper. This paragraph is generally written in order to settle the problem. So it is obvious that any packing has to be confirmed.

### Answer to question 3

We also agree with Referee that Ref. 5 does not prove the fractalness of PVG, that Ref. 8 does not disprove it (see also answer to question 2). We would like however to emphasize that the three first questions of the referee only concern the introduction of the paper and the possibility of the existence of a fractal shape for Vycor. It seems to us that such a passion for detending the fractal shape of Vycor is real proof of the total absence of experimental evidence for this fractal shape.

Moreover we want to emphasize that ideas explained in question 3 are also expressed in our paper.

### Answer to question 4

It seems to us that question 4 is voluntarily dodged : **we have not let azobenzene adsorb on PVG** ; we have used the same procedure as Ref. 6 one in order to **minimize** any sticking effect. Contrarily to Ref. 6 which is proclaiming that they "took much care in order to avoid any sticking effect" (without giving any experimental evidence of such a fact), our experiments unambiguously prove the presence of sticking.

Moreover Ref. 6 experiments cannot determine if azobenzene molecules are stuck or not ; this is partly why we have performed this experiment.

### Answer to question 5

This question is quite clearly asked in our paper : it is one of its conclusion to say that the interpretation of the long time behavior is not clear. However the experimental result is quite clear since the signal goes to zero for a long enough time. The life time of this excitation is also given.

It seems then to us that question 5 has no meaning except to lead editor to reject the paper.

**Answer to question 6**

What does this question mean ?

We have given in this paper the excitation decays of a transient grating experiment on azobenzene embedded or not in PVG. We have been able to measure the rotation relaxation time of this molecule, to give the life times of the different excited states. Can the Referee say that there is no data analysis ? We cannot extract more details of the time behavior due to our experimental uncertainty. Obviously it is impossible to demonstrate from our experimental results the existence of a distribution of sticking times. Such distribution will lead to a non-exponential decay.

Contrarily to what is said in this question, the rotational relaxation has been fitted to a one-exponential process of life time 450 ps in the case of vycor glass. It seems to us that the Referee has read the manuscript with not enough care.

**Answer to question 7**

One of the aim of this paper was to determine experimentally whether or not the azobenzene molecule are stuck in PVG. As we could prove that azobenzene is adsorbed, we have reached our goal ; this obviously casts a serious doubt on the fractal interpretation of Ref. 6. We want also to emphasize that our experimental data are not in contradiction with those of Ref. 6, but only with a Ref. 6 assumption which was not proved.

An other aim of this paper was to emphasize the analogy between rotation and translation diffusions. This should enable to check a fractal space at different length scales.

We think that this paper does not miss its goals since it gives a new experimental methodology to prove through a diffusion study that a structure is fractal or not, since it also proves that azobenzene is adsorbed by PVG, and since it studies both the rotation relaxation of azobenzene and the relaxation of the excited states. This has been clearly explained in the introduction and in the conclusion and we do not understand how the Referee could have missed these points.

Auteur(s): M.T. Portella, P. Montelmacher, A. Bourdon, P. Evesque, J. Duran

Titre: Rotational Relaxation of Azobenzene in Porous Vycor Glass

## RAPPORT

I am sorry to say that the manuscript by M.T. Portella et al. is not of sufficient quality, in its present form, to be published in the *Journal de Physique*.

It would be too easy to pin-point many errors in the use of the English language. These mistakes make the text difficult to read. My objections are more serious because in several instances the text gives the impression that the physics has not always been correctly digested.

1° The discussion on the fractal behavior of Porous Vycor Glass (P.V.G.) is so sketchy that it is unreadable. There is not enough clarity between geometrical (Hausdorff) fractal exponents and dynamical ones. About fractal structures, the expression "dilation symmetry" is unclear. One should rather talk of self-similarity.

2° The description p. 10 of azobenzene in terms of a spherical molecule of geometrical radius 4.5 Å (hydrodynamic radius 6.5 Å) is dubious if one takes the time to build a molecular model. Azobenzene is actually a rod.

3° Although I am willing to admit that azobenzene is adsorbed onto glass, I cannot take that "azobenzene prefer to lay in P.V.G. because its energy is less in P.V.G. than in bulk fluid" (p. 7). This is really non-scientific. Similarly on p. 9, the assumption of a concentration gradient of the dye, normal to the interface, is so speculative that it has to be proven experimentally. Otherwise this is science-fiction.

4° The presentation on Transient Grating Spectroscopy on page 9 is too general to be useful. There exists good reviews which can be cited. That would leave more space to explain the actual experiments performed by the authors. One has to wait until p. 11 to understand that polarization effects have been used. There is no mention of possible optical Kerr effects. What is the linear dichroism of azobenzene ? The magic angle (last lines of p. 9) stays "magic" to me until the end.

The main reported experimental fact is that azobenzene molecules stick to glass walls under certain conditions to be specified accurately and that this adsorption affects the re-orientational time. This finding may perhaps be published as a short note but certainly not as a full article in the *Journal de Physique*.

On the whole, and having carefully the manuscript, I have the impression that the authors are knowledgeable about picosecond spectroscopy but are rather naïve concerning the system investigated. They should try to learn more on the physisorption of small dye molecules. For instance, there are ways to prevent adsorption on silica surfaces through selected preparations. Similarly the optical properties of azobenzene have not been investigated sufficiently in bulk to allow a good understanding when they are incorporated in P.V.G.. One should bear in mind that adsorption will be different, depending on the nature of the excited state.

When this ground work is done, I think that the experiments are worth repeating but at one condition (which is underlined in the conclusion) : perform translational and rotational diffusion on the same sample. To-date the relevance to Dozier's work is very weak.

**Answer to questions asked in the referee's rapport****Ref. n° 7-1075****Answer to question 1**

The discussion on the fractal behavior of porous Vycor glass is obviously very short since it appears mostly in the introduction of our paper in order to introduce our goal in performing such experiments and to introduce our experimental methodology. In this introduction many references of papers are given in which one can get extensive discussion of this interpretation. This discussion also appears in page 12 of our manuscript where it has been clearly distinguished between the fractal and the spectral dimensions.

In most meeting on fractals, physicists generally accept as definition of fractal spaces as well a space which exhibits dilation symmetry as a space which is self-similar ; moreover both definitions have the same meaning so that I do not understand this part of the question.

**Answer to question 2**

It is clear that the hydrodynamic shape of azobenzene molecule is not spherical. We agree then completely with this referee's remark. However we think that such a distinction has not to appear in more details in this paper, since we have already mentioned that this shape was an approximation : it has only been used in order to give an estimation of the molecule size and to compare it to the diameter of the pores ; it has also been used to extract, from our experimental data, the characteristic time of the rotational relaxation of the molecule since our experimental accuracy is too poor to determine precisely more than one relaxation time of the rotation.

Moreover is it true that azobenzene is a rod ?

### **Answer to question 3**

We do not understand the first remark of question 3 : it is generally admitted that a local increase of concentration is either due to an increase of the number of states which can be occupied by a molecule or due to an increase of the interaction strength. The first hypothesis is not valid in the case of a porous material for which the number of states or the accessible volume is reduced proportionally to the porosity of the medium. It is then generally well admitted that it exists an interaction strength between the molecule embedded in the porous medium and the pore surface. This corresponds to an additional energy which is mentioned in our text ; this additional energy is wether negative or positive, so that the concentration of the molecule is larger or smaller inside the porous medium than outside this medium.

It seems also to us that the second remark appearing in this question and concerning the concentration gradient mentioned on page 9 of our manuscript is not well come since we have only made this assumption in order to enligthen the experimental result and to discuss it in more details ; it was then purely speculative, and this was cleraly said in the text, so that we cannot and have not to prove this assumption experimentally. We would like to keep it in the course of the paper since such an assumption is most likely true : it is expected that for any rather intricate surface-volume geometry, a simple uniform distribution of stuck-unstuck molecules is really doubtfull so that one has to introduce a more complexe distribution.

### **Answer to question 4**

Transient grating technique is now well known and we think that references 11 and 14 are enough. It can be found in these references a quite good definition of the magic angle which seems to us also well known so that it only needs the half page recall.

We have taken into account the referee's remark concerning the experiment principle ; we have introduced a sentence telling that polarization effects have been used in the abstracts and in page 3 of the manuscript.

### Answer to general questions

We agree that one of the main experimental result is that azobenzene molecules stick to glass walls. However the other major aim of this paper is to demonstrate that rotational and translational diffusion can be tested using the same transient grating experiment, so that one can test the diffusion behavior over a length scale varying on more than 3 orders of magnitude ; this last point requires also proper condition and adequate molecules.

We give also the experimental rotational relaxation of azobenzene in Vycor and the dynamics of relaxation of the excited states of azobenzene. We prove that this relaxation occurs through the excitation of a long life time intermediate state. We also demonstrate that picosecond excitation and millisecond excitation do not excite same states.

The aim of this paper **was not to prevent adsorption on surfaces but to test adsorption** ; we took similar conditions as those already published [6] and shows that our experimental methodology could detect any sticking effect even when these ones could not have been detected using other methods.

It is really doubtful that analysing the optical absorption spectrum of such a broad band can allow to determine the distribution of molecules in P.V.G.

We completely agree with the referee's remark "one should bear in mind that adsorption will be different, depending on the nature of the excited states". This is why we do not really conclude that our experiment definitively prove the non fractal behavior of porous vycor glass (since our experiments do not deal with the same state than this one of Ref. 6). However this remark can be made also to Ref. 6 : this is not because Ref. 6 have checked that molecules do not stick to the wall in their ground state, that the isomeric form also does not stick !!



ROTATIONAL RELAXATION OF AZOBENZENE IN  
POROUS VYCOR GLASS

M.T. Portella, P. Montelmacher, A. Bourdon, P. Evesque  
and J. Duran

Laboratoire d'Optique de la Matière Condensée  
Université P. et M. Curie, 4 place Jussieu  
75252 Paris Cedex 05

**Abstract**

Picosecond transient grating experiments on azobenzene molecules doping a 4.3 molar solution of methanol in toluene demonstrate that rotational relaxation is much faster in the bulk fluid than in the fluid embedded in the Corning 7930 vycor glass. As rotational and translational Brownian motions are related to each other, this proves a drastic change of the diffusion coefficients even at a microscopic length scale, which is in contradiction with a previously suggested fractal model. We interpret this feature in terms of sticking effects on porous walls. Since macroscopic and microscopic diffusion coefficients can be determined using the same transient grating experiment by looking respectively at the long and the short time scale behaviors, it is suggested to associate these two techniques in order to investigate the influence of pore tortuosity and connectivity on the diffusion properties.

## Résumé

La relaxation rotationnelle de l'azobenzène, mesurée par la technique du réseau transitoire, dans une solution 4,3 molaire de méthanol dans du toluène est plus lente lorsque ce fluide est inclus dans un poreux, tel que le vycor 7930 de Corning Glass, que lorsque ce liquide est libre. La différence entre les coefficients de diffusion de cette molécule à l'échelle locale, observée dans ces deux milieux, est en contradiction avec un modèle publié antérieurement et qui faisait appel à une géométrie fractale. L'accroissement du temps de relaxation rotationnelle est interprété par une adsorption temporaire de la molécule d'azobenzène sur les parois du poreux. En conclusion, nous suggérons d'utiliser la technique du réseau transitoire en temps résolu pour déterminer l'influence de la porosité et de la tortuosité d'un milieu poreux sur les caractéristiques du mouvement brownien : l'étude aux temps courts permet de mesurer le mouvement brownien local à l'échelle submicronique via les rotations et celle aux temps longs ( $> 1\text{ms}$ ), le mouvement brownien macroscopique ( $\ell > 1\mu$ ).



## 1. Introduction

Nowadays a great interest has been devoted to the study of porous materials and recent <sup>a</sup> <sup>paper</sup> works [1] on rocks' structures seem to indicate that the geometry of some pore spaces is fractal [2] (structures with a dilation symmetry). On the other hand, one of the most intensively studied porous materials is the Corning vycor glass (PVG), (7930), the structure of which seems to be well represented through a compact packing of glass spheres of about  $200 \text{ \AA}$  diameter so that the pore radius is about  $20 \text{ \AA}$  and the porosity about 28% [3]; this is confirmed by electron microscope photographs [3]. In the same way, this description quite agrees with recent results on superfluid helium embedded in this porous material [4].

However different authors have tentatively suggested a fractal structure for PVG in view of their recent <sup>4:</sup> results concerning one-step energy transfer [5] and diffusion of excited molecules [6] in this porous material. For instance, the time and concentration dependences of the energy transfer occurring between an excited donor molecule (the rhodamine B) and a distribution of acceptor (malachite green) have been determined by Even et al. [5] who have interpreted their results in the light of the Blumen and Klafter theory [7] of a one-step trapping process due to a dipole-dipole interaction occurring on a fractal space of  $\bar{d}$  dimension. They have concluded to a 1.75 fractal dimension of the pore structure. However Yang et al. [8] have demonstrated that such a transfer strongly depends on the variations of the local environment at a typical length scale so that this experimental set-up is unable to test a real dilation symmetry and the fractal character of the space.

Moreover, they [ 8 ] have theoretically derived the main features of the experimental results assuming only the previously mentioned structure made of a compact packing of spheres, which makes really doubtful the fractal interpretation.

Dozier et al. [ 6 ] have performed transient grating experiments on a solution of a dye molecule (azobenzene) which undergoes a photoisomerization. After much care has been taken in order to try to avoid any sticking of the azobenzene on the surface of the pores and after an index matching of the liquid embedding the vycor, they could measure the diffusion coefficient in both the bulk solution and the solution in PVG and have found these two diffusion coefficients to differ from each other. They have interpreted this result by assuming a large tortuosity of the paths connecting the pores and a small connectivity of the pores at a small length scale compared to the interfringe of the gratings. Assuming that these geometrical features can be mapped on a fractal or a percolation model, the diffusion coefficient can be calculated [ 9 ] ; it does not only depend on the fractal dimension but also on the spectral one [ 10 ] so that a whole class of different fractal spaces with different fractal dimension is possible [ 6 ] without taking into account any sticking effect.

This paper is aimed at detecting any sticking anomaly on these diffusion coefficients by performing transient grating experiments on a picosecond time scale and measuring typical reorientation times of the molecule. The basic idea underlying this work can be summarized as follows : since the works of lord Rayleigh, Einstein,

Langevin and Perrin on Brownian motion, it is well established that rotational and translational diffusions are related to each other. So, assuming that the translational diffusion coefficient measured by the transient grating method is not disturbed by sticking effects implies also that the rotational relaxation time of the molecule is independent of the fact that the liquid is or is not embedded in PVG. On the contrary, if we find two different rotational relaxation times for the molecule in the bulk solution and in the liquid embedded in PVG, this will be induced by a very local change of the translational and rotational diffusion properties (i.e. at a much smaller length scale than the 40 Å diameter of the pore size since the hydrodynamic radius of azobenzene is about 6.5 Å). In turn, this will probably mean that the molecule sticks on the wall of the pores.

It is this last phenomenon which has been detected with this study. It is corroborated with optical density measurements which definitely prove that the equilibrium concentration of azobenzene in the bulk liquid is smaller than the one in the liquid embedded in the pores. This finally means either that azobenzene sticks spontaneously on the vycor glass or that chemical properties of the liquid inside and outside the vycor are drastically different, which is an other possibility since this liquid spontaneously wet the porous materials and due to the large surface area of this solid material.

## **2. Experimental set-up and detection**

The transient grating set-up is schematically reported in Fig.1. A 1.06 μ infrared beam of an acoustooptically mode-locked and Q-switched Nd:Yag laser is frequency doubled through a CD\*A

crystal. This 532 nm beam is then divided into two equal parts which are focused at the same point of the studied sample. Changing the focal length of this lens allowed to vary the angle  $\theta$  between the two excitation beams (wave vector  $\vec{k}_1$  and  $\vec{k}_2$ ) and then the interfringe of the gratings.

A probe beam of wave vector  $\vec{k}_3$  obeying the Bragg condition has been focused on the excited region of the sample. Analyzing the time dependence of the signal diffracted along the direction  $\vec{k}_4 = \vec{k}_3 - \vec{k}_2 + \vec{k}_1$  has allowed to determine the evolution of the grating contrast. The 532 nm excitation beam is made of a repetitive series of some 40 pulses of 100 ps width and separated by 6 ns. These series are emitted at a repetition rate equal to or less than 500 Hz (the Q-switch frequency). So, two time scales have been investigated by this method which are the 0.1ns - 6ns range and the 0.3  $\mu$ s - 2 ms one. Last range has been investigated using a 0.1 mW CW He-Ne laser ; the diffracted signal has been detected using a photomultiplier and averaged on a Le Croy 9400 digital oscilloscope. In the shorter (0.1-6ns) range case, 20% of the excitation beam intensity has been optically delayed and used as a probe beam ; varying the delay has allowed to determine the time dependence of the grating contrast. In order to increase the signal to noise ratio, a mechanical chopper running at half the Q-switch frequency switched off the probe beam intensity every two emission. The diffracted signal has been detected using a Schottkybarrier photodiode and a lock-in amplifier, then stored in a microcomputer which has also been used to drive the optical delay time  $\tau_D$ .

## 2.1. Sample preparation :

Industrial porous vycor glass (PVG) is made by phase separation of boron in borosilicate glass. The phase-separated boron which is removed by HF acid leaching, forms a connected path which produces the pore space. Its pore size diameter is sharply peaked at  $42 \text{ \AA} \pm 2 \text{ \AA}$  which is large compared to the typical hydrodynamic radius of azobenzene molecule in ordinary fluid ( $6.5 \text{ \AA}$ ) [6].

It is well known that in porous materials much care has to be taken in order to get reproducible results so that we have used the well defined and studied experimental conditions determined by Dozier et al. [6]. For instance, the binary solution of azobenzene has been chosen as a mixture of 4.3 moles of methanol in toluene which leads to a perfect index matching with PVG. Two different concentrations of azobenzene (8 mM and 48 mM) has been used to study the azobenzene properties in the bulk fluid, but only the smaller concentrated solution has been embedded in PVG, the second one leading to a too large optical density in PVG for transient grating experiments.

According to Dozier et al. [6], the experimental procedure for preparing the PVG sample was the following : PVG has been firstly immersed in methanol during three days : the methanol has then been evaporated. The same procedure has then been repeated with the binary solvent alone (without azobenzene) (imbibition and evaporation). Finally, PVG has been embedded in the azobenzene solution during three days. Both, the PVG and bulk fluid samples were 4 mm thick ; they have been set in a rotating mount in order to minimize the chemical destruction of the molecules.

## 2.2. Optical density measurements :

Index matching between PVG and binary fluid has been obtained and scattering of light has then been avoided. Moreover we have checked that the ratio of the optical densities of two different samples is nearly independent of the wavelength and can be used to determine the concentration of the samples. At 532 nm, the optical densities of the bulk fluid doped at 8 mM with azobenzene and of the PVG sample are respectively  $d_B = 0.5$  and  $d_P = 2.31$ , so that the  $c_P/c_B$  of the azobenzene really contained in a pore of PVG ( $c_P$ ) to this one in the bulk fluid  $c_B$  is given by :

$$c_P/c_B = d_P / (\varphi d_B) = 16.5$$

where  $\varphi$  is the PVG porosity ( $\varphi = 0.28$ ).

Each of these two samples is in equilibrium with the other one, since they have been prepared from the same solution, so that the 16.5  $c_P/C_B$  ratio clearly indicate that azobenzene much prefer to lay in PVG than to stay in the bulk fluid or, in other words, that its energy is less in PVG than in this bulk fluid. Different models can be set up to explain this result.

The first simplest one is to consider that the fluid in the pore has the same azobenzene concentration than in the bulk fluid but that the average concentration of azobenzene in PVG is increased due to sticking effects on the walls of the pores. Labelling  $c_w$  the azobenzene concentration on the walls and according to  $c_P = c_w + c_B$ , 94% of the azobenzene contained in PVG are sticking on the walls, which enables us to compute the coverage ratio of the pore surface by azobenzene molecules :

If we label  $R$  the radius of a glass sphere ( $R \sim 200 \text{ \AA}$ ) and according to a cubic face-centred compact packing model which

can explain the value of  $\varphi$ , the total surface area  $S$  of the spheres in a volume  $V$  is  $S = \pi V / (\sqrt{2} R) \sim 2 V / R$  which is about  $10^5 \text{ m}^2 / \ell$ . Taking account of the typical radius  $R_0$  of the azobenzene molecule ( $R_0 \sim 4.5 \text{ \AA}$ ) and of the concentration of the stuck azobenzene, the surface coverage of pore walls in PVG samples is  $\pi R_0^2 N_A \varphi c_w$ . ( $N_A$  is the Avogadro number). This leads to an experimental estimate of the surface coverage ratio of order 1 which indicates a strong azobenzene-glass interaction.

This model obviously is based on crude approximations and one should introduce other parameters : for instance since the fluid spontaneously wets PVG and due to the large surface area of PVG, it is highly probable that chemical properties (and then the real concentration of azobenzene inside and outside the porous material are different.

Moreover it is possible that instead of azobenzene molecules stuck or unstuck on the walls of the pores there could exist a concentration gradient of azobenzene along the perpendicular to the surface of the walls. The surface itself could also be made of a distribution of sites with different sticking probabilities especially near the contact point between two glass spheres. Finally, instead of covering the walls by a monolayer of azobenzene, there might exist in some locations a distribution of superimposed two or three layers, which will change drastically the time behavior of the sticking-unsticking phenomenon.

### 3. Results and discussion

When two coherent light beams of wavelength  $\lambda_0$  are time coincident, and are polarized along the same axis and cross each

other at an angle  $\theta'$  in a sample, their electric fields interfere. In some cases these interferences can be printed in the sample so that one gets a spatially modulated gratings of interfringe  $\Lambda$  ( $\Lambda = \lambda_0 / (2 \sin(\theta/2))$ ) during a given time. These gratings can then be read out during this time using the diffracted signal coming from a third incident beam. This is the transient grating technique.

In an absorbing medium this intensity modulation generates a spatial modulation of the electronic excited and ground state populations so that the complex index of refraction turns also to be spatially modulated during a characteristic time equal to the lifetime of the excited states. This light modulation can also produce a local heating or an electrostriction effect which induces phonon generation which, in turn, is dissipated through either a coherent propagation or an incoherent diffusion process [11] ; this dissipation occurs within a characteristic time which depends on the interfringe, on the sound velocity or on the diffusion coefficient. Moreover, when the excited states are mobile (i.e. when the sample is made of absorbing molecules in solution), migration of electronic states (or molecules) can occur and lead to processes of modulation fading similar to the coherent or incoherent migrations which occurs in the phonon case ; its also leads to a new phenomenon : due to optical selection rules, the molecules which are excited by the two excitation beams have a preferential orientation so that the intensity of the diffracted signal depends on the probe beam polarization. After excitation, molecular orientational relaxation occurs. It can be proved that the diffracted signal is independent of these reorientation processes when the probe beam polarization is oriented at the magic angle orientation  $\theta_m = 54^\circ 7'$ . So that the behavior of the diffracted beam reflects the pure time dependence  $I_e(t)$  of the average excited



and ground state populations. It can also be shown [12] that the time dependence of molecular reorientation  $r(t)$  can be obtained from the experimental dependences of the intensity  $I_{//}(t)$  and  $I_{\perp}(t)$  of the diffracted signals arising from probe beams polarized respectively parallelly and perpendicularly to the excitation beams. According to Tao [12]

$$r(t) = \left( I_{//}(t) - I_{\perp}(t) \right) / \left( I_{//}(t) + 2 I_{\perp}(t) \right).$$

In the most general case  $r(t)$  is the sum of three exponential decays since the three principal axes of a molecule are not equivalent and correspond to three different coefficients of rotational diffusion [13]. However in the case of a spherical molecule of hydrodynamic volume  $V_H$  in a liquid of viscosity  $\eta$ ,  $r(t)$  turns out to be a pure exponential of time constant  $\tau_r = V_H \eta / (kT)$  (where  $T$  is the temperature and  $k$  the Boltzman constant).

Accordingly, we have performed transient grating experiments on the three samples under three different probe beam polarizations (parallel, perpendicular and oriented at the magic angle), with different interfringes  $\Lambda$  varying from 4 to 13  $\mu\text{m}$  and with different excitation power ranging from 5  $\text{MW}/\text{cm}^2$  to 50  $\text{MW}/\text{cm}^2$ .

We could not detect any difference between the behaviors of the 8 mM solution of azobenzene and of the 48 mM one, in either the short or the long time range, so that we only report here the experimental result concerning the 8 mM solution of azobenzene as a bulk fluid or in PVG.

### 3.1. Short time behavior (Fig.2)

We report on Fig. 2a the first 6 ns of the time dependence of the diffracted signal arising from the 8 mM solution of azobenzene

using a probe beam polarized parallelly to the excitation beam polarization. It consists in a rather constant signal superimposed to a sharp peak of 100 ps width which is the coherence spike [14]. This is confirmed since polarizing the probe beam perpendicularly to the excitation leads to cancel the peak intensity. Moreover as the constant signal intensity does not depend on the probe beam polarization, one is led to conclude that azobenzene rotational relaxation occurs in a time shorter than 100 ps (the width of the coherence spike) and that the excited state of azobenzene has a life time much larger than 6 ns.

Figure 2b reports the short time dependence of the signal diffracted from the PVG sample with different probe beam polarizations (at magic angle, parallelly and perpendicularly to the excitation polarization). These time behaviors are complex and have been interpreted using the rotational relaxation model previously described. The experimental result obtained at the magic angle provides a 2.2 ns lifetime for the excited state of azobenzene. Combining the results concerning the two other excitation polarizations allows to compute the time dependence  $r(t)$  of the rotational relaxation. Assuming then a spherical hydrodynamic shape for azobenzene leads to the evaluation of the rotational relaxation time  $\tau_R$  to be 450 ps.

This result together with the fast rotational time of azobenzene in the bulk fluid can be crudely interpreted in two different ways: either the large increase of the rotational time is induced by a large increase of the fluid viscosity when it is embedded in the pores or, and, more likely, this change is induced by the existence of an equilibrium between the azobenzene molecules which are

stuck to the walls of the pores and those which are free in the fluid ; in this last case the 450 ps time which has been measured here has the simple interpretation of a mean time during which the molecules are stuck to the walls.

Within our experimental accuracy, it has only been possible to conclude that the average rotational relaxation time of azobenzene is much faster in the bulk solution than in PVG. This result together with the optical density behavior and with the fact that rotational and translational diffusion coefficients are related to each other lead to conclude that the microscopic (and macroscopic) translational diffusion coefficient of azobenzene in a solution embedded in PVG should be much smaller than that of the bulk solution, this feature being induced by the very local property of the azobenzene to stick spontaneously on the glass sphere surface.

This experimental fact has been actually found by Dozier et al. [ 6 ] who have measured the macroscopic diffusion coefficients ( $D_B$  in the bulk solution and  $D$  in PVG). They obtained  $D_B = 2.4 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$  and  $D = 3.6 \times 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{s}$ . However their interpretation is rather different from ours since they have attributed this change to a large increase of the path tortuosity together with a lack of connectivity of the pores. In order to compute the scale between which this material seems to be disordered they mapped the diffusion problem and the path structure on a fractal space, characterized by its fractal and spectral dimensions  $d_f$  and  $d_s$  [ 10 ], on a length scale larger than the pore size ( $\ell_1 = 30 \text{ \AA}$ ) but smaller than a typical length ( $\ell_2 > \ell_1$ ). According to the transient grating theory on a fractal space [ 6,9 ] the ratio between the macroscopic and the

microscopic diffusion coefficients can be expressed as

$$D/D_B = (\ell_1/\ell_2)^{2(\bar{\alpha}-\bar{\alpha})/\bar{\alpha}}$$

It exists an infinity of different fractal spaces for which the experimental results are satisfied. For instance, Dozier et al. [6] have obtained  $\ell_2 = 300 \text{ \AA}$  and  $\ell_1 = 30 \text{ \AA}$  when assuming a percolation network.

It seems to us that our result casts a serious doubt on this interpretation [6]. However it is well known that porous media lead to unreproducible experimental results which are induced by the great sensitivity of these experimental results on the conditions of the sample preparation. Moreover it is worth noticing that our excitation conditions are different from theirs so that the excited states and molecules which are studied here are probably not the isomeric form the diffusion properties of which have been already investigated by Dozier et al. [6]. We have then investigated the long time behavior of the diffracted signal intensity in order to prove this feature.

### 3.2. Long time behavior (Fig.3)

The long time behavior of the diffracted signals which are reported on Fig.3 neither depends on the probe beam polarization nor on the interfringe. These datas clearly establish that the gratings decay much faster in PVG than in the bulk solution and the two respective decay times are 5 and 50 s. As they are both several order of magnitude shorter than the cis-to-trans azobenzene relaxation time [6], these lifetimes must concern the triplet ground state of the trans-azobenzene. It definitely proves that our experiments deal with different states from the isomeric form studied by Dozier et al. ones. This is in agreement with the well

known result that an efficient photoisomerization is only performed when using light pulses longer than  $1\mu\text{s}$ .

The relaxation times which have been measured are much shorter for the azobenzene in PVG than for this molecule in the bulk fluid. This may come from an enhancement of non-radiative desexcitation processes which is probably induced by repetitive collisions of azobenzene on the porous walls ; in other words this is related to repetitive sticking-unsticking processes on the PVG surface.

#### 4. CONCLUSION

Optical density measurements on azobenzene in a 4.3 molar solution of methanol in toluene have clearly demonstrated that the azobenzene concentration in the bulk fluid is 16 times smaller than that of the fluid embedded in a porous vycor glass. This result together with the large change of the rotational relaxation time measured by picosecond transient grating experiment is consistent with an interpretation assuming a sticking mechanism of azobenzene on the walls of the pores ; in this case the average sticking time would be equal to the measured rotational relaxation time (450 ps).

These results seem to be in contradiction with the hypothesis relating the large decrease of the macroscopic diffusion coefficient of the cis-azobenzene to the existence of a pore tortuosity and to a fractal structure of the pore space [ 6 ]. Our results, on the contrary indicate that most of the observed features should come from a sticking effect of molecules on the pore surface.

However since our experiment, performed at a time scale longer than  $1\mu\text{s}$ , measures an excited state lifetime which is much

smaller than that determined by Dozier et al. [ 6 ], it definitely proves that our experimental se-tup does not test exactly the same diffusion problem. Moreover as it is well known that an experimental measurment performed on porous materials is drastically depending on the preparation condition of the sample it might happen that our results and theirs are not concerned with identical samples.

In any case as far as transient grating experiment can be performed on both picosecond and second time scales, this technique can bring information on both the rotational relaxation and the macroscopic diffusion characteristics of molecules. However, when these molecules do not stick on the porous surface and since the rotational relaxation is related to the microscopic diffusion properties, this technique is quite appropriate to determine the exact effect of the pore structure on the macroscopic diffusion problem and the fractal nature of the pore space. On the contrary, when a large amount of molecules are sticking to the walls of the pore, the rotational reorientation time corresponds to the average time during which the molecules stay stuck on a wall, (since rotation and migration are unlikely to occur when a molecule is stuck) ; under these circumstances, the rotational relaxation time can no more be related to the microscopic diffusion coefficient. Then, determining the average ratio of the stuck to unstuck molecules and assuming that the microscopic diffusion coefficient of the molecule in the fluid embedded in the pore is equal to that of the molecule in the bulk fluid, allow in principle to compute the macroscopic diffusion coefficient in porous material. Under these circumstances, the calculated diffusion coefficient will only concern

a material which does not present any tortuosity or lack of connectivity. So, the ratio of these computed and measured macroscopic diffusion coefficient will determine, at least in principle, the tortuosity of the paths and the fractal nature of the pore spaces.

It seems then to us that transient grating experiment can be an efficient tool in investigating diffusion properties of disordered materials. This will be as much true as one can perform such an experiment over a quite large range of time scales. This last condition is unfortunately difficult to achieve experimentally, but it is realized when dealing with a photoisomerization process.

#### Acknowledgments

One of us M.T. Portella would like to acknowledge the CNPq and FAPESP (Brazil) and the CNRS (France) for financial support.

## References

- 1 KATS J., and THOMPSON A.H., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1325.
- 2 MANDELBROT B., Les objets fractals (Flammarion, Paris) 1975
- 3 KADUKORA K., Ph.D. Dissertation, University of California,  
Los Angeles, 1983
- 4 BEAMISH J.R., HIKATA A. and ELBAUM C., Phys. Rev.B 27  
(1983) 5848
- 5 EVEN U., RADEMANN K., JORTNER J., MANOR N. and REISFELD  
R., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 2164
- 6 DOZIER W.D., DRAKE J.M., and KLAFTER J., Phys. Rev. Lett.  
56 (1986) 197
- 7 KLAFTER J. and BLUMEN A., J. Chem. Phys. 80 (1984) 875
- 8 YANG C.L., EVESQUE P. and EL-SAYED M.A., J. Phys. Chem. 89  
(1985) 3442
- 9 EVESQUE P., DURAN J., and BOURDON A., J. Phys. C 18 (1985) 2643  
EVESQUE P., DURAN J., BOURDON, J. Phys. (Paris) C7 (1985) 45
- 10 ALEXANDER S. and A. ORBACH R., J. Phys. (Paris) Lett. 43 (1983)  
L625  
RAMMAL R. and TOULOUSE G., J. Phys. (Paris) Lett. 44 (1983) L13
- 11 FAYER M.D., IEEE J. Quant. Electron. QE 22 (8) (1986) 1437
- 12 TAO T., Biopolymers 8 (1969) 609
- 13 PERRIN F., Le Journal de Physique et le Radium, série VII, 5 (1934)  
497
- 14 WHERRETT B.S., SMIRL A.L. and BOGGES T.F., IEEE J. Quant. Electron.  
QE 19 (1983) 680



## Figure captions

### Figure 1 :

The experimental set-up. Beams 1 and 2 are the excitation beams of a Qswitched mode locked Yag laser which has been frequency doubled. Beam 3 is either a CW He-Ne laser for long time scale experiments ( $1\mu\text{s} - 2\text{ms}$ ) or a part of the frequency doubled Yag laser excitation beam for short time scale experiments ( $0.1 - 6\text{ns}$ ).

### Figure 2 :

Short time response of a transient grating experiment.

a) for a 8mM azobenzene bulk solution

b) for a 8mM azobenzene solution in a porous vycor glass at three different probe beam polarizations

(—) polarization parallel to the excitation beam polarization

(...) " perpendicular " " " "

(- -) " at the magic angle (see text) .

### Figure 3 :

Long time behavior of the transient grating response

(...) on bulk solution doped with 8mM of azobenzene

(- -) on a 8 mM azobenzene solution in porous vycor glass.

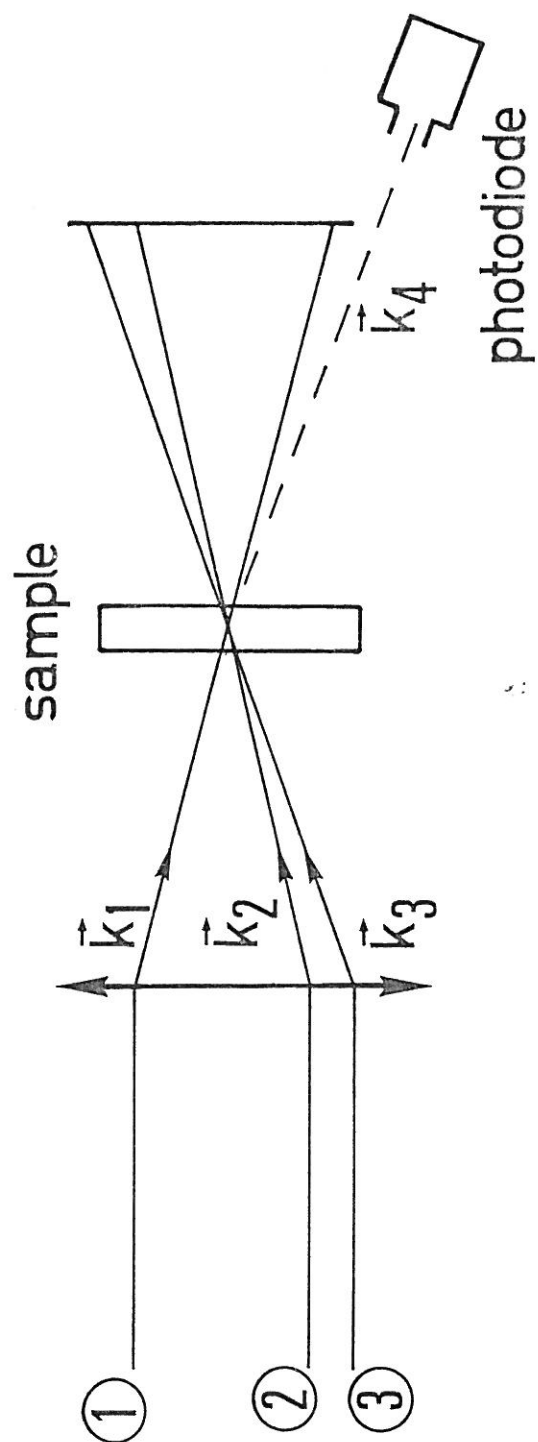


Fig 1

(a)

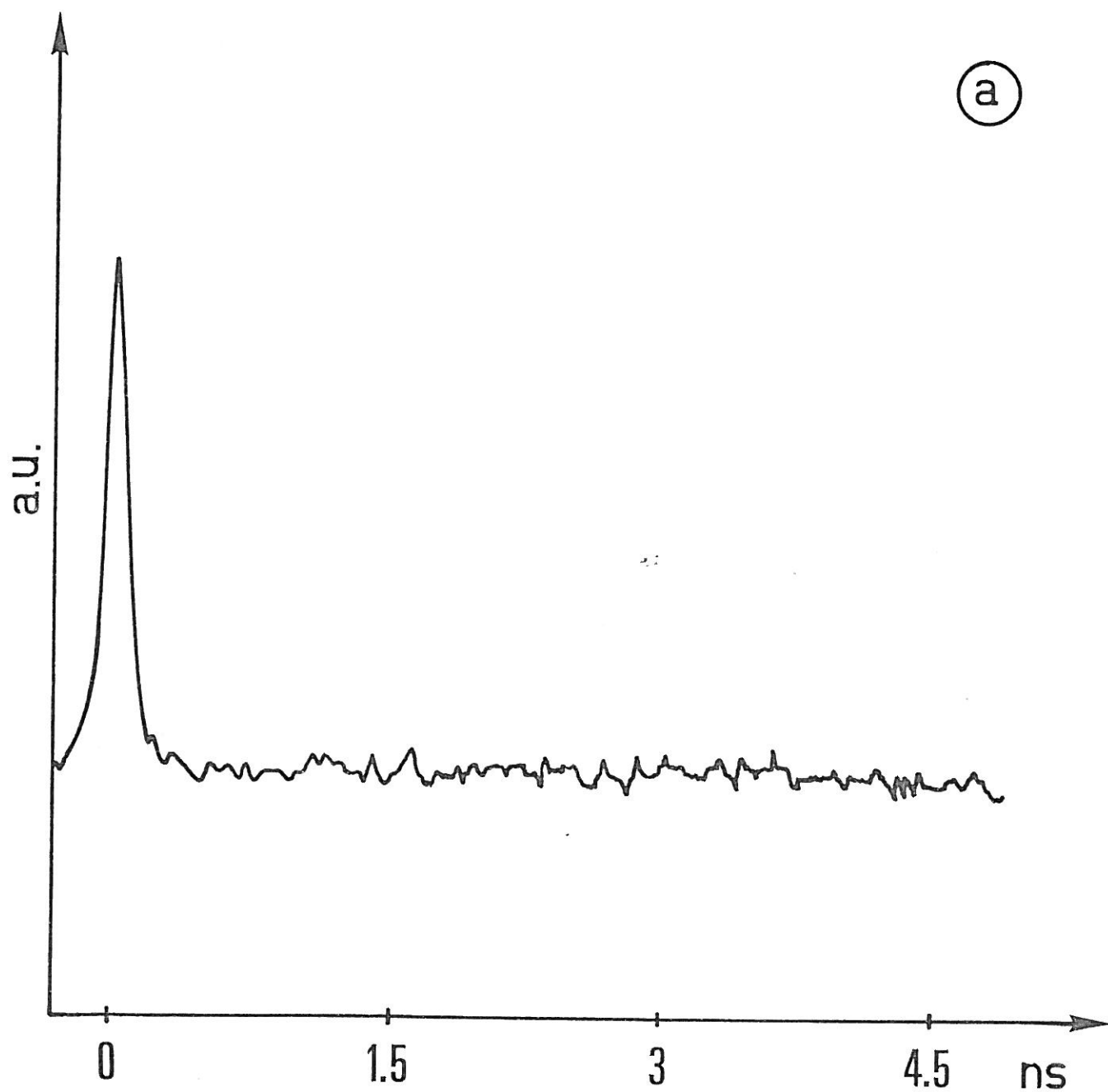
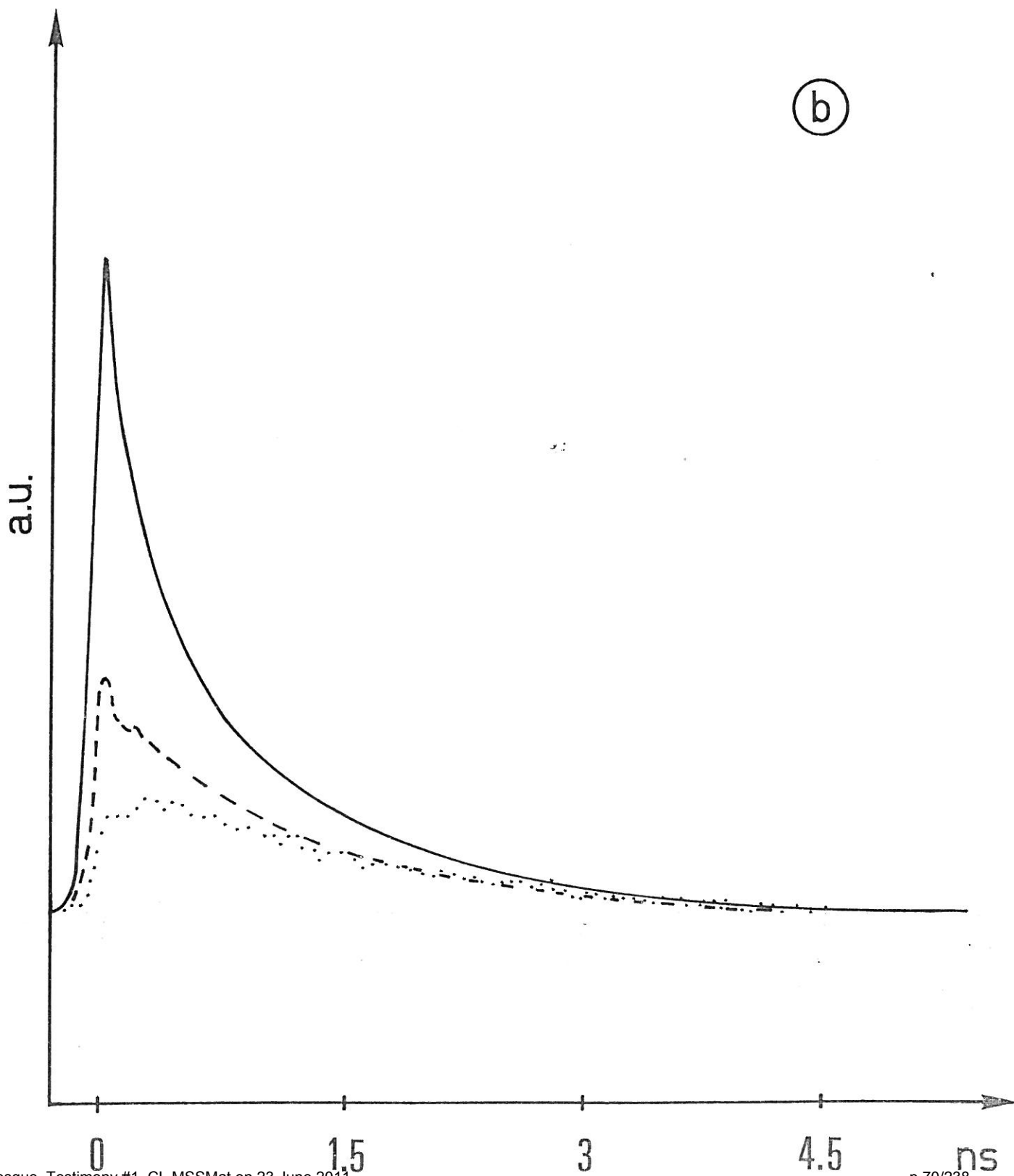


Fig 2a



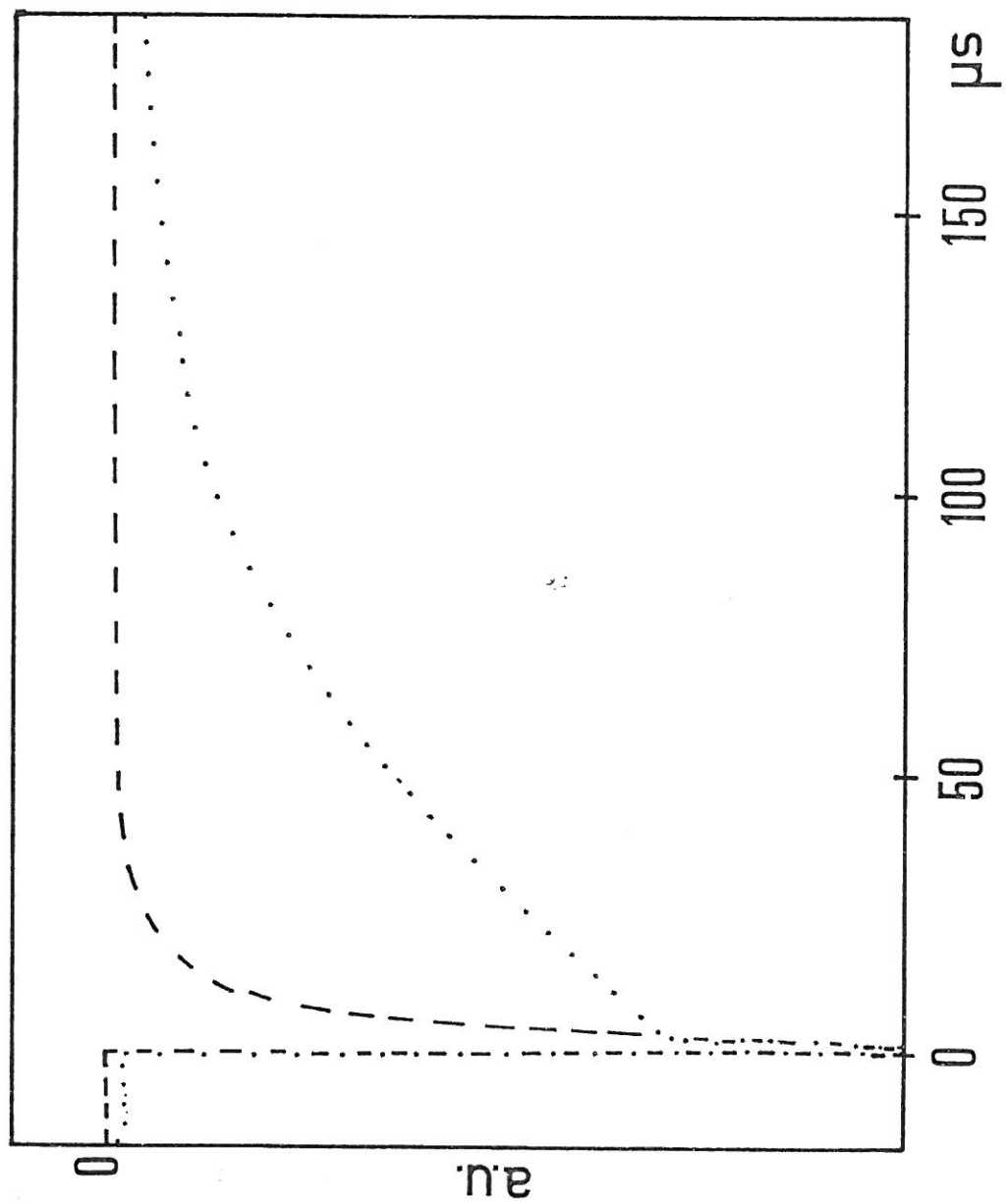


Fig 3

**Problème du modèle BCCW, rejet d'article sur la théorie BCCW :  
cf. Poudres & Grains n°7, 1-18, (1999)**

J'ai déjà relaté dans ma notice de Titres et Travaux 2001 et dans mon rapport cnrs 2011 le rejet de cet article par le Journal de Physique.

L'expérience que je propose a été montée avec l'accord de JP Bouchaud. Cette expérience a été exposée au congrès de Powders & Grains 2007, puis au KITP de Santa Barbara, USA, pendant un mois, sans réellement qu'elle soit discutée par les physiciens présents.

Je ne pense pas que les critiques des référéees soient correctes

Il est malheureux qu'aucune interprétation théorique pour expliquer le résultat n'ai été réellement proposée par les contradicteurs de cet article, voir aussi le rapport de M. Cates.

cf: Titres et Travaux de P.Evesque 2001 (puis suivant) et dans rapport cnrs 2011 de P.Evesque

**Refus (1992) par PhysRev A du Comment by P.Evesque & P.Porion on C.H.Liu, H.M. Jaeger, S.Nagel, Phys. Rev. A 43, 7091(1991)**

Comme je l'ai dit, ce troisième cas est légèrement différent: c'est celui des 3 articles suivants :

P. Evesque, *Phys. Rev. A* **43**, 2720, (1991), Analysis of processes governing sandpile avalanches using soil mechanics results and concepts

P. Evesque, *J. de Physique France* **51**, 2515-2520, (1990), Granta gravel model of sandpile avalanches: towards critical fluctuations?

P. Evesque, *Europhys. Lett.* **14**, 427-432, (1991), Analysis of processes governing sandpile avalanches using triaxial test results and "critical state" of soil mechanics.

J'avais soumis les deux derniers à PRL, qui ne m'a donné son accord que pour publier un article plus complet (i.e. le premier). Compte tenu de ceci, j'ai ressoumis ces deux articles à Journal de Pphysique et à Euro physics Lett. Avant de soumettre à PR A le 1<sup>er</sup> dans la foulée.

J'ai été surpris de voir paraître dans Phys Rev. A « communication rapide » un article par Nagel et al. Expliquant les effets de taille fini, ce que j'expliquais aussi dans le 3<sup>ème</sup> article.

J'ai essayé de publier un comment avec P. Porion. Ce qui m'a été crefusé par PHys Rev A.  
(voir Comment on1992)

# THE PHYSICAL REVIEW

AND

## PHYSICAL REVIEW LETTERS

EDITORIAL OFFICES - 1 RESEARCH ROAD  
BOX 1000 - RIDGE, NEW YORK 11961

Fax: (516) 924-5294

Telephone: (516) 924-5533

Telex: 971599

Cable: PHYSREV RIDGENY

Internet: pr (a, b, c, d or l) @ apsedoff

Internet: pr (a, b, c, d or l) @ aps.org

21 April 1992

Dr. P. Evesque  
Lab. de Mecanique  
Sols, Structures et Materiaux  
Ecole Centrale Paris  
Grande Voie des Vignes  
F-92295 Chatenay-Malabry Cedex, FRANCE

Re: Comment on ``Finite-size effects in a sandpile''

By: P. Evesque and P. Porion

APK451

Dear Dr. Evesque:

In accordance with our usual policy for Comments, the above manuscript was sent to the author(s) of the work being commented on. Their reaction is enclosed.

We will consider this further if you choose to respond. An independent referee will be consulted if needed. Please accompany any resubmittal by a summary of the changes made, and a brief response to all recommendations and criticisms.

Yours sincerely,

*Reinhardt B. Schuhmann*  
Reinhardt B. Schuhmann  
Senior Editorial Assistant  
Physical Review A

enc.

(PUBLICATIONS OF THE AMERICAN PHYSICAL SOCIETY)

035-F2K



The Comment (#APK451) to our "Finite-size effects in a sandpile" basically raised two relevant points: 1) one theoretical argument presented in our paper was already stated by one of the authors in Phys. Rev. A43, 2720 (1991); 2) the reference 6 in our paper should have been to Conference on Powders and Grains page 217 (1989) edited by J Biarez and R Gourves.

Although our paper was received by Phys. Rev. A five days after the publication of theirs, actually one of us had publicly presented the theoretical argument earlier in the MRS meeting at Boston on November 28, 1990. It is very unfortunate that we overlooked their paper when we prepared our manuscript, but their paper had not appeared in print by the time we sent ours in to the journal. We apologize for this omission.

I do not understand the relevance of the rest of the comment to our original paper. The authors of the comment assumed a "misunderstanding" which never existed, and continued to clarify it by restating some old arguments in their earlier Phys. Rev. A paper. They try to "strengthen" these ideas in the statements a), b) and c) in the first page, which are just a summary of their earlier paper. As such they are not adding any new ideas in this comment. Nevertheless, I still do not think the statements a) and b) have much to do with our paper nor do I think argument c) is the only answer. In the last two paragraphs of page one, they again restate the ideas of their old paper and emphasize its importance in case we "misunderstand" it.

On the second page, they cited their statements concerning the finite size-effect. I agree on statement 4), they deserve the credit for first stating it. Statements 1), 2), 5) and 9) address the importance of the density instead of size, hence I consider them irrelevant to our original paper named "Finite-size effects in a sandpile". Although the argument of statement 3) is relevant, we have already presented the same result in an even earlier paper Phys. Rev. Lett. 62, 40(1989). The idea that the avalanches correspond to a first order transition was also suggested in this earlier paper of ours. In statement 6) and 7), they give the conclusion obtained from an energy estimation based on some assumptions. It is not a rigorous argument with either experimental or theoretical support, hence we think the behavior of sandpile at different sizes still lacks explanation. Finally, statement 8) in the conclusion section is just a repetition of statement 4). In all these cases they are simply referring to the statements of their earlier published paper.

In conclusion, I would not recommend the publication of this comment, since it contains no new material other than ideas from their old PRA paper nor will it stimulate any discussion on physics. Instead, if they write a sentence saying they have a prior claim to the theoretical argument, I would not object to that as a comment.

Thank you for your help.

Ceci est pour attester que j'ai bien fait un stage au LCPC Orly, malgré l'attestation de M. Frémond qui semble dire le contraire dans mon dossier cnrs.



antenne d'Orly  
Orly Sud n° 155  
94396 Orly aérogare cedex  
tél. : leorly 200358 f  
télécopie : 49 75 22 00  
tél. 49 75 22 61

Orly le 20 Avril 1990

TRAN NGOC LAN  
Chef de la Section  
Physique des Milieux  
Granulaires et Poreux

MGP/55/90

*NOTE pour Monsieur BONNET*

*Je vous prie de trouver ci-joint, pour information, deux projets d'articles que M. Pierre EVESQUE, en stage à la section PMGP, a soumis à la revue Physical Review Letters.*

TRAN NGOC LAN

P.J./2

*Copie : MM. BILLARD - CHEVRIER - LEVY  
FREMOND (UMR 113)*

Pierre EVESQUE tél: (33-1)  
46 83 62 98 *earn bitnet evesque at FRECP11*

43 50 12 22 & (33-1)

Châtenay, February 20, 1992

to: Editorial office of the  
Physical Review A,  
Box 1000, RIDGE, NY 11961-2701  
U.S.A; tél: (1-516) 924 55 33  
fax: (1-516) 924 52 94

Dear Sirs,

Please find enclosed three copies of a comment by P. EVESQUE and P. PORION on the paper entitled "Finite size effects in a sandpile" by C.-H. Liu, H.M. JAEGER and S.R. NAGEL, Phys. Rev. A43, 7091, (1991). We would like to publish it in your journal.

Sincerely yours,



Dr P. Evesque

Comment to "Finite-size effects in a sandpile" by C.-H. LIU, H. M. JAEGER  
and S. NAGEL, (Phys. Rev. A43, 7091 (1991))

by P. EVESQUE and P. PORION

Laboratoire de Mécanique: Sols-Structures-Matériaux, URA 850  
Ecole Centrale Paris, F-92295 Châtenay-Malabry, France.

The C.-H. Liu et al. paper is very interesting and presents new experimental results. However, we want to remark that the theoretical arguments were already stated in a paper of one of us (P. Evesque, Phys. Rev. A43, 2720 (1991)), referred in the following as PE-PRA: analogy with the phase transitions, finite size effect, etc... This paper shows also that experimental  $\langle \delta\theta \rangle$  is independent of the sandpile size and grain diameter, and consequently of the length  $L$ . One will find the precise passages of PE-PRA which state these points at the end of this comment. But let us first remark few points.

We think that this omission reveals a misunderstanding of the real contents of this paper, which comes likely from a difficulty of language. This misunderstanding is induced undoubtedly by the introduction of some concepts and experimental results of soil mechanics which are new for physicists, although they are classical in soil mechanics. But, it seems to us that it is necessary to learn this language and concepts. The better way to strengthen this idea is to recall that PE-PRA foresees other phenomena which are interesting for physicists and allow their interpretations:

a) For instance, it foresees that one of the controlling parameters of the order transition is the density.

b) It also gives a measurement of the dilatancy effects.

c) It demonstrates using energy dissipation arguments why the avalanche transition is necessarily a first-order transition when  $\langle \delta\theta \rangle$  is non-zero and why the P. Bak et al. model (BTW model) is valid when  $\delta\theta=0$ .

The nice results of Held et al. (Held et al., Phys. Rev. Lett. 65, 1120-1123 (1990)) are referred as ref. 29 in PE-PRA (G. Grinstein et al. (unpublished)).

We want to rectify a minor error of citation in Liu et al. paper: its ref. 6 does not contain any study of  $\delta\theta$  as a function of the bead diameter  $d$ ; this study may be found in PE-PRA previously quoted.

Endly, one may find a complete outlook of the most important results of PE-PRA in its abstract. We would like to mention that this paper contains some experimental results and few theoretical consequences. It also describes a theoretical analysis of the avalanche problem and integrate it in a larger framework which accounts also for many other results of soil mechanics, even if it is sometimes within an approximate way.

We hope having convinced that even if the formalism of PE-PRA is different from what physicists are familiar, the results already contained in this paper prove that this approach deserves to be studied and developed.

We turn now and mention the precise passages of Phys. Rev. A43, 2720, (1991) which are concerned with finite size effects in sandpile avalanches:

- 1) In the abstract, we emphasize the part played by density and on its possible control for observing  $1/f$  noise.
- 2) At the end of the introduction (ii) (p. 2722 col. A), we emphasize the effect of density as a controlling parameter of  $\delta\theta$ .
- 3) End of section III-C (3 last paragraphs) (p. 2726 col. B):  
We demonstrate that  $\delta\theta$  is a constant independent of the bead diameter  $d$ ; consequently,  $\delta\theta$  does not depend on the pile size.
- 4) Last paragraph of section III-E (p. 2728 col. B) contains explicitly the "finite size law" ( $h/\sin\theta=L=2*R_{cyl}$ ) and the given explanation is quite similar to Liu et al. but it has been established, submitted and published formerly (prior to their submission date).
- 5) In section V-B last but one paragraph (p. 2736), PE is comparing the avalanche process to a first-order transition with an adjustable controlling parameter which can make the system critical.
- 6) In Section V-C (p. 2737, col. 1), Energetic estimates for different processes make clear why the system exhibits a first order transition when  $L*\delta\theta>d$ .
- 7) In p. 2736, Fig. 15 caption mentions the existence of two different cases depending on whether  $\delta\theta$  is larger or smaller than  $d/L$ .
- 8) Last part of paragraph 1 of conclusion (p. 2737, col. 2), the relationship between  $d/L$  and  $\delta\theta$  for obtaining  $1/f$  noise is clearly printed.
- 9) Last but one paragraph of conclusion (p. 2738-39) contains an analysis of the avalanche flow in terms of a first order transition which may switch to a second order one when adjusting the controlling parameter (i. e. density).

**Acknowledgement:** P.P. wants to thank Mr J.-L. Durville and Dr G. Joly for their encouragements, the Région Nord-Pas-de-Calais and the L.C.P.C. for financial support.



ECOLE CENTRALE PARIS  
LABORATOIRE DE MÉCANIQUE  
*Sols, Structures et Matériaux*

*Pour*



U.R.A. 850

Pierre EVESQUE tél: (33-1) 43 50 12 22 & (33-1) 41 13 12 98 eam bitnet evesque at FRECP11

Châtenay, May 28, 1992

to Editor of Phys. Rev. A  
P.O. Box 1000, RIDGE, NY 11961, USA

Dear Sirs,

Please find enclosed a revised, shortened and clearer version of the paper APK451, A15/KI. We have understood that the preceding version of the paper was containing too many details. We think however that its contents deserves to be published since it concerns any physicist who is interested in sandpile physics.

We would like also to insist on the importance of its publication to preserve the interest of ref. <sup>2</sup>, since a referee of ref <sup>3</sup> (i.e. a specialist of avalanche processes) has been arguing that ref <sup>3</sup> was not attributing to ref <sup>1</sup> the interpretation of the finite size effect to reject the paper. We still maintain that this interpretation may be found already in <sup>2</sup>, which is anterior to <sup>1</sup>. This point is accepted in a very fairplay fashion by C.H. Liu et al. (see answer of these authors to the comment).

Yours sincerely,

P. EVESQUE

P.S. The first time that P. Evesque has publicly presented the theoretical argument was in France in Journées Suspensions-Lits Fluidisés, Carry-le-Rouet, France, (May 28-30, 1990)





Answer to C.-H. LIU, H.M. JAEGER and S. NAGEL

We have taken into account most of the remarks of these authors; in particular, we have shortened strongly the comment.

We have appreciated greatly the fairplay of the authors. For the very little story, and this is quite unimportant, the first time that P. Evesque has publicly presented the theoretical argument was in France in Journées Suspensions-Lits Fluidisés, Carry-le-Rouet (May 28-30, 1990).

As accepted by the authors, we still maintain a sentence for saying that we have a prior claim to the theoretical argument, since it was the subject of a criticism of a referee of ref <sup>3</sup> paper.

We still maintain also a brief discussion on the parameters which might control the avalanche size; since this question is important for sandpile physics and since it demonstrates that soil mechanics point of view may enlighten this physics, even if much more works remains to be done to get a good understanding of sandpile physics.





**Article refusé: P. Evesque D. Sornette: A dynamical system theory of large deformations and patterns in non cohesive solids; Phys. Rev. Lett (1991), accepté dans Phys. Lett.**

L'exemple suivant (P. Evesque & D. Sornette, A dynamical system theory of large deformations and patterns in non cohesive solids, Phys. Lett. A 173, 305-10, (1993)) a été rejeté par phys Rev Let. (voir les rapports).

Cet article a été renvoyé à Phys. Lett. A, où il a été accepté.

# THE PHYSICAL REVIEW

AND

## PHYSICAL REVIEW LETTERS

EDITORIAL OFFICES - BOX 1000 - RIDGE, NY 11961

Telephone (516) 924-5533

FAX (516) 924-5294 Telex: 971599

Cable Address: PHYSREV RIDGENY

BITNET address: pr (a, b, c, d or l) @ APSEDOFF

21 August 1991

Dr. Pierre Evesque  
Lab. Mecanique: Sols, Struc. Mat.  
Ecole Centrale Paris  
F-92295 Chatenay Malabry, FRANCE

Re: Dynamical system theory of large deformations and  
patterns in noncohesive solids

By: Pierre Evesque and Didier Sornette

LE4574

Dear Dr. Evesque:

Our recent referral for the above manuscript has not produced a report. New referrals are being made. We regret this unexpected delay and hope for reports soon.

Yours sincerely,



George Hasbas  
Editor  
Physical Review Letters

COPY

Review of "A Dynamical System  
Theory of Large Deformations and  
Patterns in Non-Cohesive Solids,"  
by P. Evesque and D. Sornette,

LE4574.

I must admit at the outset that I am not an expert at all in powder mechanics, but hope that I can nonetheless manage a competent review. My judgement is that this paper largely consists of a reformulation of old results in terms of a modern terminology, which does not in itself justify publication in Physical Review Letters. More detailed comments follow:

- 1) Figure 1 is not prepared in accord with the caption: the authors have forgotten to draw dashed lines.
- 2) Figures 2c and d are referred to in the text as Figures 4 and 5.
- 3) The exposition of the behavior shown in Figure 1 in terms of  $U_1$ ,  $U_2$  and  $U_3$  is a restatement of phenomena known since the time of Coulomb in a language which so far as I can tell does not contribute to their understanding.
- 4) The real test of the phenomenology is in its ability to explain the results of Ref. 9. These results are extremely interesting, and an illuminating discussion of them would certainly merit a Letter. A reasonable expectation would be that the theory should predict the wavelength of the striations, the twist angle in the axial direction, or at least predict quantitatively the conditions under which the "spiral staircases" appear as opposed to the plane failure predicted by Mohr and Coulomb. Unfortunately, the phenomenology presented in the paper does not seem rich enough to approach these questions. Without quantitative predictions, I cannot support this paper for publication.
- 5) Figure 2d shows many bands, which suggests that failure occurs simultaneously on several "staircases." The rationalization in terms of a twisted plane does not even seem consistent with the experimental picture.
- 6) I would very much like to see a thorough study of this system. The engineering books I have read gloss over the stability issues. But simply rephrasing the behavior in terms of dynamical systems is not the way to learn how complicated instabilities occur.

Referee B:

Manuscript Number: LE4574

Author: Pierre Evesque and Didier Sornette

I do not think that this paper in its current form is acceptable for Physical Review Letters. The "dynamical systems" approach appears to me to be just a restatement of the experimental results, either for the global structure or for the planar defect - the latter is expected anytime the system undergoes a symmetry breaking instability and is the same as an equilibrium domain wall. Because of this, I am not convinced that the idea of using a three coordinate phase space language is really adding anything in the way of predictive power. Part of my problem is that I did not fully understand the discussion on page 7 of the shear band experiment and the proposed explanation. Since the experiment is not published in a particularly accessible place, more explanation is called for.

**Article refusé PRL LZ 7720: P. Evesque ; Poudres & Grains 11 (4) 58-59 (décembre 2000);  
The jamming surface of granular matter determined from soil mechanics  
results**

Cet article a été soumis le 17 décembre 2000, et rejeté le 24 Octobre 2001, avec des arguments qui ne m'ont pas satisfaits.

Il a été publié sans réel amendement dans Poudres & Grains (P.Evesque, Poudres & Grains 11 (4) 58-59 (décembre 2000)).

**Pierre EVESQUE**  
*Directeur de Recherche CNRS*

*Châtenay, le 17 december 2000*

Tel : 33 -(0)1 41 13 12 18 &  
33 -(0)1 43 50 12 22  
Fax : 33 (0)1 41 13 14 42  
e-mail : [evesque@mssmat.ecp.fr](mailto:evesque@mssmat.ecp.fr)

The Physical Review Letters  
1 research road  
Box 9000  
Ridge NY 11961-9000  
USA

*Objet :*

Dear Sirs,

Please find enclosed 4 copies of a paper entitled "Identification of the jamming surface using soil mechanics results", author Pierre Evesque, which I submit for publication to Phys. Rev. Lett.

Best regards

Pierre Evesque

# Identification of the jamming surface

## using soil mechanics results

**P. Evesque**

Lab MSSMat, UMR 8579 CNRS, Ecole Centrale Paris

92295 CHATENAY-MALABRY, France,

e-mail [evesque@mssmat.ecp.fr](mailto:evesque@mssmat.ecp.fr)

### Abstract:

Classical soil mechanics results are used to propose the equation of the jamming transition surface of granular matter in the  $(\sigma, 1/\rho=v)$  space, where  $\rho$  is the density,  $v$  the specific volume and  $\sigma$  the stress really supported by the grain structure. Taking axisymmetric conditions, labelling  $q = \sigma_{11} - \sigma_{22}$  and  $p = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ , and considering normal range of pressure (10 kPa-10MPa) the equation of the surface of jamming transition is  $v = v_0 - \lambda \ln(p/p_0) + \lambda_d \ln(1 + q^2/(Mp)^2)$ ;  $M$  is related to the friction angle,  $\lambda$  and  $\lambda_d$  are two constants which depend on soil characteristics.

**PACS #:** 45.70 , 64.70.Pf, 83.70.Fn



Jamming transition is a fundamental problem which attracts some interest from physicists recently since it has been addressed a parallel with the glass transition [1]. We do not want to discuss this last point here; but we just want to stress that some information on the jamming transition can be found already in technical literature, even if it is in different words most likely: for instance, the soil mechanics literature speaks of this problem within an other terminology, but it has already identified the law of variation of the minimum density that a soil can exhibit in statics and under a definite stress field. This may help physicists in their investigation. This is just what we want to report.

Consider a dry granular material (as sand) in static condition, submitted to an axial stress field expressed in the principal axis direction as  $(\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33})$ , with  $\sigma_{11} > \sigma_{22} = \sigma_{33}$ ; it can be built at different density  $\rho = 1/v$ . However, this density cannot be looser than a given value; this loosest state is called the "normally consolidated state" in the mechanics literature [2,3,4]; it is characterised by its specific volume  $v_{nc}$ .  $v_{nc}$  is found to depend on the stress field. Labelling  $q = \sigma_{11} - \sigma_{22}$ ,  $p = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ ,  $\eta = q/p$  and  $M$  the ratio  $q/p$  at the limit of plasticity, i.e.  $M = 6 \sin \varphi / (3 - \sin \varphi)$  with  $\varphi$  the friction angle, one gets the following equation for  $v_{nc}$  from experimental fit :

$$v_{nc} = v_{nc0} - \lambda \ln(p/p_0) - \lambda_d \ln(1 + \eta^2/M^2) \quad (1)$$

where  $\lambda$  and  $\lambda_d$  are two constants which depend on material. The domain of validity of this equation is (10 kPa, 10 MPa). For smaller pressure range, experiments in micro-gravity experiments have to be performed and are currently being performed by NASA; it is probable that  $v_{nc}$  tends to a given limit. For pressure larger than 10 MPa, grain crushing occurs, modifying the  $v_{nc}$  law of variation; examples can be found in [3].  $\lambda$  is about 0.06 granular

matter and sands; an estimate of this value has been tentatively proposed from a microscopic modelling [4,5].

When granular matter is saturated with liquid, it is found experimentally that Eq. (1) still holds, but the stress field which has effectively to be considered in Eq. (1) is the effective stress, i.e. the one which is really carried by the grain structure. So owing to the so-called Terzaghi approximation,  $\sigma$  is then equal to the total stress  $\sigma_{\text{tot}}$  minus the liquid pressure  $u_w$ :

$$\sigma = \sigma_{\text{tot}} - u_w \quad (2)$$

It is found that  $\lambda$  and  $\lambda_d$  does not depend on the presence of saturating liquid.

When considering clays saturated with water, similar results are still valid, and Eq. (1) holds, if Eq. (2) is taken into account. The main difference is that the values of  $\lambda$  and  $\lambda_d$  are a bit larger, since the material is more “compressible”. The name “normally consolidated” comes from clays: indeed it is much more complicated to get loose sand samples than clay ones. Examples of behaviour of clays can be found in [3].

It is worth mentioning that the shape of the transition curve in the  $(v=1/\rho, \sigma)$  space is convex instead of concave as proposed in ref. [1].

As a final remark, the ensemble of normally consolidated states forms what is called the Roscoe’s surface in soil mechanics literature when  $q/p=\eta < M$ ; It forms what is called the Hvorslev’s surface when  $q/p=\eta > M$ . Both surfaces are parts of the same surface [5,6]. Knowing these notations may help physicists in finding more information.

*Acknowledgements:* CNES is thanked for partial funding.

## References:

- [1] A.J. Liu & S.R. Nagel, "Jamming is not cool anymore", *Nature* 396, 21-22 (1998)
- [2] A.N. Schofield & C.P. Wroth, *Critical State of Soil mechanics*, Pergamon press, (1968)

- [3] J. Biarez & P.Y. Hicher, *Elementary mechanics of soil behaviour*, (Balkema, Rotterdam, 1994)
- [4] P. Evesque, “Eléments de Mécanique quasistatique des milieux granulaires mouillés ou secs”, *poudres & grains* **NS1**, 1-155, (2000)
- [5] P. Evesque, “A Micro-mechanical Modelling of the Pressure Dependence of the Void Index of a Granular Assembly”, *poudres & grains* **10**, 6-16, (1999), [http://prunier.mss.ecp.fr/poudres & grains](http://prunier.mss.ecp.fr/poudres%20&%20grains)
- [6] P. Evesque, “Topology of the Roscoe’s- and Hvorslev’s- surfaces in the phase space of soil mechanics”, *poudres & grains* **6**, 10-16, (1999), [http://prunier.mss.ecp.fr/poudres & grains](http://prunier.mss.ecp.fr/poudres%20&%20grains)

**Pierre EVESQUE**  
*Directeur de Recherche CNRS*

*Châtenay, le 14 June 2001*

☎ 33 -(0)1 41 13 12 18 &  
33 -(0)1 43 50 12 22  
Fax : 33 (0)1 41 13 14 42  
e-mail : [evesque@mssmat.ecp.fr](mailto:evesque@mssmat.ecp.fr)

The Physical Review Letters  
1 research road  
Box 9000  
Ridge NY 11961-9000  
USA

*Objet : corrected version of # LZ 7720*

Dear Sirs,

Please find enclosed 4 copies of the revised version of the paper entitled "Identification of the jamming surface using soil mechanics results", # LZ 7720, author Pierre Evesque, which I submit for publication to Phys. Rev. Lett.

I join also a response to the referee remarks.

I have modified the introduction in order to stress the new result: (i) the paper identifies the jamming transition states to the states called "normally consolidated states" in the soil mechanics literature. (ii) it gives the equation of the jamming transition states. (iii) it gives some keywords of the "soil mechanics literature" which can help physicists finding more information.

I did not find in the literature some reference stressing points i, ii or iii. So I do believe these results are quite new and deserve publication.

Best regards



Pierre Evesque

## Identification of the jamming surface

### using soil mechanics results

**P. Evesque**

Lab MSSMat, UMR 8579 CNRS, Ecole Centrale Paris

92295 CHATENAY-MALABRY, France,

e-mail evesque@mssmat.ecp.fr

#### **Abstract:**

Results from classical soil mechanics studies are used to propose an equation for the jamming transition surface of granular matter in  $\sigma$ ,  $1/\rho=v$  space; in which  $\rho$  is the density,  $v$  the specific volume and  $\sigma$  the stress actually supported by the granular structure. Taking axisymmetric conditions, labelling  $q=\sigma_{11}-\sigma_{22}$  and  $p=(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})/3$ , and considering a normal range of pressures from 10 kPa to 10MPa, then the equation describing the surface of jamming transition is  $v=v_0-\lambda \ln(p/p_0)+\lambda_d \ln(1+q^2/(Mp)^2)$ ; where  $M$  is related to the friction angle, and  $\lambda$  and  $\lambda_d$  are constants dependant on the soil characteristics.

**PACS #:** 45.70 , 64.70.Pf, 83.70.Fn

*The jamming transition corresponds to the stress-density states under which an heterogeneous fluid starts "freezing", i.e. stops flowing as a normal liquid and develops a strength which enables it to sustain a static stress field. This transition is a fundamental problem that has recently been attracting interest from physicists due to comparisons with the glass transition [1]. We do not want to discuss the latter point here. We would like to stress that some information on the jamming transition is already available in the technical literature, even though it is described in different words. For example, although the soil mechanics literature does not speak of this problem, it has nevertheless already identified the static law describing the variation of the minimum density in a soil as a function of the applied stress field. Obviously, this stress-density state shall be assimilated to the stress-density state at which the jamming transition occurs for this materials. So, the results of soil mechanics may assist physicists in their investigations. This is just what we want to report. Of course, it requires to know the terminology used in soil mechanics. This is given in the following.*

Consider a dry granular material (e.g. sand) under static conditions, and subject to an axial stress field. The latter can be expressed along the principal axis direction as  $(\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33})$ , with  $\sigma_{11} > \sigma_{22} = \sigma_{33}$ . It can exist at different densities,  $\rho = \rho_s v_s / v$ , where  $\rho_s$  is the density of the bulk solid. However,  $\rho$ , cannot be lower than a given value. In the mechanics literature this loosest state is called the "normally consolidated state" [2,3,4] and is characterised by its specific volume,  $v$ , labelled  $v_{nc}$ . The value of  $v_{nc}$  is found to depend on the stress field. Labelling  $q = \sigma_{11} - \sigma_{22}$ ,  $p = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ ,  $\eta = q/p$  and  $M$  the ratio  $q/p$  at the limit of plasticity, i.e.  $M = 6 \sin\phi / (3 - \sin\phi)$  with  $\phi$  the friction angle, one gets from an experimental fit, the following expression for  $v_{nc}$  :

$$v_{nc} = v_{nc0} - \lambda \ln(p/p_0) - \lambda_d \ln(1 + \eta^2/M^2) \quad (1)$$

where  $\lambda$  and  $\lambda_d$  are two constants that depend on the material. The pressure range over which this equation is valid is from 10 kPa, 10 MPa. For lower pressures, experiments under micro-gravity conditions are required that are currently being carried out by NASA. At low pressures it is probable that  $v_{nc}$  tends to a given limit. For pressures larger than 10 MPa, grain crushing occurs, and this modifies the  $v_{nc}$  law mentioned above. Examples of this behaviour can be found in [3]. For granular matter and sands, the value of  $\lambda$  is about 0.06; an estimate of this value has been tentatively proposed from a microscopic model [4,5].

When granular matter is saturated with liquid, it is experimentally found that Eq. (1) still holds, but the stress field which needs to be considered in Eq. (1) is the effective stress, i.e. the one which is really supported by the grain structure. Owing to the so-called Terzaghi approximation,  $\sigma$  is then equal to the total stress  $\sigma_{tot}$  minus the liquid pressure  $u_w$ :

$$\sigma = \sigma_{tot} - u_w \quad (2)$$

It is found that  $\lambda$  and  $\lambda_d$  do not depend on the presence of saturating liquid.

Similar conclusions hold for clays saturated with water, and Eq. (1) is valid provided that Eq. (2) is taken into account. The main difference is that the values of  $\lambda$  and  $\lambda_d$  are slightly larger, since the material is more “compressible”. In fact the term “normally consolidated” comes from clays: indeed it is much more complicated to obtain loose sand samples than loose clay ones. Examples of the behaviour of clays can be found in [3].

It is worth mentioning that the shape of the transition curve in the  $(v=1/\rho, \sigma)$  space is convex and not concave as proposed in ref. [1].

As a final remark, the ensemble of “normally consolidated states” forms what is called in the soil mechanics literature, the Roscoe’s surface [2,4,7,10] when  $q/p = \eta < M$ . When  $q/p = \eta > M$ , it forms what is called the Hvorslev’s surface. Both surfaces are parts of the same

surface [4]. Knowing these notations *and keywords* may help physicists obtain more information, *but this does not suppress the necessity of reading, learning and thinking.*

*For instance, Eq. (1) is just the combination of Eq. (2.10 bis) and (2.41) (p.79) of Britto & Gunn book [8]. Eq. (1) can be found in [3], (first Eq. of p.26 of [3]). Normal consolidation pertains to the list of keywords of [7], of [8] (indexing to pp. 173-174 of [8]) and of [9] (indexing to pp. 350-51). The Terzaghi principle is cited in [8] too. Experimental data on normal consolidation can be found in [3] and in [2], [10].*

*Acknowledgements:* CNES is thanked for partial funding.

## References:

- [1] A.J. Liu & S.R. Nagel, "Jamming is not cool anymore", *Nature* 396, 21-22 (1998)
- [2] A.N. Schofield & C.P. Wroth, *Critical State of Soil mechanics*, Pergamon press, (1968)
- [3] J. Biarez & P.Y. Hicher, *Elementary mechanics of soil behaviour*, (Balkema, Rotterdam, 1994)
- [4] P. Evesque, "Eléments de Mécanique quasistatique des milieux granulaires mouillés ou secs", *poudres & grains* **NS1**, 1-155, (2000)
- [5] P. Evesque, "A Micro-mechanical Modelling of the Pressure Dependence of the Void Index of a Granular Assembly", *poudres & grains* **10**, 6-16, (1999), [http://prunier.mss.ecp.fr/poudres & grains](http://prunier.mss.ecp.fr/poudres%20&grains)
- [6] *Encyclopedia of Fluid Mechanics (volume 4), Solids and gas solids flows, N.P. Cheremisinoff ed. , Gulf publishing company, 1986*; one finds: (i) Eq. (12 p. 48:  $\tau = \mu\sigma + \lambda \exp[-B e]$  ; (ii) Definition of Roscoe and Hvorslev surface see Figs. 14,15,18)
- [7] *Ground Engineer's reference book, (F.G. Bell ed., Butterworth, 1987): see Fig. 3.27; see Eq. 3.71, Eq. 3.45 (p. 3/23) ; Eq. ( $v = N - k \ln(p') - l - k \ln(p'_p)$ ); Fig. 3.27; see in key-word lists: normal consolidation*



- [8] *Britto and Gunn: Critical state soil mechanics via finite elements, John Wiley & sons, (1987) ; the key-word list contains the entree normal consolidation => p. 173-174; see Eq; 5.9 p. 174:  $\lambda = Cc/2.303$ ; see also p.174 for the definition of  $v = 1 + e$  .*
- [9] *R.F. Scott: Principles of soil Mechanics, (Addison-Wesley, London 1963), key-word lists quote "normal consolidation" and index it to pp. 350-51*
- [10] *K.H. Roscoe, A.N. Schofield & C.P. Wroth, "On the yielding of soil", Geotechnique 8, 22, (1958)*

## **Answer to referee remarks and objections:**

- 1) **The parallel between the jamming transition (limit of the dynamics) and the normally consolidated state (limit of the static condition) has never been done before. If the referees do not agree, can they provide a reference, please. So the idea developed in the article is a new, or there is no new idea in the jamming transition too.**

The introduction has been changed in order to make this point clearer.

- 2) Beside this, this paper is aimed at giving (i) the equation of the jamming transition states, (ii) at showing it is concave instead of convex and (iii) at giving key words to physicists who want to find more experimental data on the jamming transition from soil mechanics literature.
- 3) I have changed slightly the definition of  $v$  to be dimensionless. (Thanks for the help).
- 4)  $M$  is defined in the text via its relationship with  $q/\sigma_3$  and with the friction angle  $\varphi$ . These quantities are defined in all text books [2,3,4] of soil mech.; similar definitions can be found in Technical encyclopaedia ref [6 & 7] see refs below.
- 5) Eq. (1) is just the combination of Eq. (2.10 bis) and (2.41) (p.79) of Britto & Gunn book [8]. Eq. (1) can be found in [3], (first Eq. of p.26 of [3]).
- 6) Normal consolidation pertains to the list of keywords of the book by Scott (indexing to it p. 173-174 of [9]) and of Britto & Gunn [8].
- 7) Experimental data on normal consolidation can be found in [3] and in [2], [10].
- 8) The paper gives also Keywords such as Terzaghi principle, as Roscoe's surface and Hvorslev's surface, since they are helpful.
- 9) New references are given:

### **New references:**

- [6] Encyclopedia of Fluid Mechanics (volume 4), Solids and gas solids flows, N.P. Cheremisinoff ed. , Gulf publishing company, 1986); one finds: (i) Eq. (12 p. 48:  $\tau = \mu\sigma + \lambda \exp[-B e]$  ; (ii) Definition of Roscoe and Hvorslev surface see Figs. 14,15,18)

- [7] Ground Engineer's reference book, (F.G. Bell ed., Butterworth, 1987): see Fig. 3.27; see Eq. 3.71, Eq. 3.45 (p. 3/23) one gets cam clay Eq.  $(v=N-k \ln(p')-l-k)\ln(p'_p)$ ; Fig. 3.27; see in key-word lists: normal consolidation
- [8] Britto and Gunn: *Critical state soil mechanics via finite elements*, John Wiley & sons, (1987) see in key-word lists: normal consolidation => p. 173-174; see Eq; 5.9 p. 174:  $\lambda=Cc/2.303$ ; see also p.174 for the definition of  $v=1+e$ .
- [9] R.F. Scott: *Principles of soil Mechanics*, (Addison-Wesley, London 1963), see in key-word lists: normal consolidation => p; 350-51
- [10] K.H. Roscoe, A.N. Schofield & C.P. Wroth, "On the yielding of soil", *Geotechnique* **8**, 22, (1958)



ECOLE CENTRALE PARIS

LABORATOIRE DE MÉCANIQUE  
SOLS, STRUCTURES et MATÉRIAUX



CENTRE NATIONAL  
DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE

UMR 8579

**Pierre EVESQUE**  
*Directeur de Recherche CNRS*

*Châtenay, le 20 Septembre 2001*

☎ 33 -(0)1 41 13 12 18 &  
33 -(0)1 43 50 12 22  
Fax : 33 (0)1 41 13 14 42  
e-mail : evesque@mssmat.ecp.fr

The Physical Review Letters  
1 research road  
Box 9000  
Ridge NY 11961-9000  
USA

*Objet : corrected version of # LZ 7720*

Dear Sirs,

Please find enclosed 4 copies of the revised version of the paper entitled "Identification of the jamming surface using soil mechanics results", # LZ 7720, author Pierre Evesque, which I submit for publication to Phys. Rev. Lett.

**I make appeal of your decision on August 30, 2001.**

**May I suggest as a third referee,**

Prof. P.G. de Gennes, Collège de France, Paris,  
Dr Didier Sornette, UCLA, and Nice (France)  
Prof. S. Nagel Univ. Chicago

I join also a response to the referee remarks.

**Referee B:**

This paper makes the link between a problem to which a solution has not been given yet (i.e. the jamming transition) and experimental results.

I believe that reading is an active way of research.

NASA experiments is out of the scope of this paper.

**Referee A:**

This jamming-surface problem is an up-to-date problem, which interests physics literature.

There is no new physics, except that this paper shows an example, allows to introduce new data on the jamming transition, demonstrates that the surface is concave instead of convex, which was not known.

Nobody in the physics community was able to make the parallel prior this paper. Nobody in the mechanics community has made the parallel too, which means probably that the paper of Nagel et al. have not been understood by this community. I hope this paper will make the bridge between the two community.

Best regards

---

**Ecole Centrale Paris**

**Laboratoire de Mécanique** : Sols, Structures, Matériaux

Grande Voie des Vignes - F-92295 Châtenay Malabry Cedex

Tel: 33 - (0) 141 131 000 - Fax: 33 - (0) 141 131 442

P. Evesque, Testimony #1, CL MSSMat on 23 June 2011

p.102/238

# **Identification of the jamming surface**

## **using soil mechanics results**

**P. Evesque**

Lab MSSMat, UMR 8579 CNRS, Ecole Centrale Paris

92295 CHATENAY-MALABRY, France,

e-mail evesque@mssmat.ecp.fr

### **Abstract:**

Classical soil mechanics results are used to propose the equation of the jamming transition surface of granular matter in the  $(\sigma, 1/\rho=v)$  space, where  $\rho$  is the density,  $v$  the specific volume and  $\sigma$  the stress really supported by the grain structure. Taking axisymmetric conditions, labelling  $q = \sigma_{11} - \sigma_{22}$  and  $p = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ , and considering normal range of pressure (10 kPa-10MPa) the equation of the surface of jamming transition is  $v = v_0 - \lambda \ln(p/p_0) + \lambda_d \ln(1 + q^2/(Mp)^2)$ ;  $M$  is related to the friction angle,  $\lambda$  and  $\lambda_d$  are two constants which depend on soil characteristics.

**PACS #:** 45.70 , 64.70.Pf, 83.70.Fn

Jamming transition is a fundamental problem which attracts some interest from physicists recently since it has been addressed a parallel with the glass transition [1]. We do not want to discuss this last point here; but we just want to stress that some information on the jamming transition can be found already in technical literature, even if it is in different words most likely; for instance, the soil mechanics literature speaks of this problem within an other terminology, but it has already identified the law of variation of the minimum density that a soil can exhibit in statics and under a definite stress field. This may help physicists in their investigation. This is just what we want to report.

Consider a dry granular material (as sand) in static condition, submitted to an axial stress field expressed in the principal axis direction as  $(\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33})$ , with  $\sigma_{11} > \sigma_{22} = \sigma_{33}$ ; it can be built at different density  $\rho = \rho_s v_s / v$ , where  $\rho_s$  is the bulk-solid density. However,  $\rho$  cannot be smaller than a given value; this loosest state is called the "normally consolidated state" in the mechanics literature [2,3,4]; it is characterised by its specific volume  $v$  labelled  $v_{nc}$ .  $v_{nc}$  is found to depend on the stress field. Labelling  $q = \sigma_{11} - \sigma_{22}$ ,  $p = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ ,  $\eta = q/p$  and  $M$  the ratio  $q/p$  at the limit of plasticity, *i.e.*  $M = 6 \sin \phi / (3 - \sin \phi)$  with  $\phi$  the friction angle, one gets the following equation for  $v_{nc}$  from experimental fit :

$$v_{nc} = v_{nc0} - \lambda \ln(p/p_0) - \lambda_d \ln(1 + \eta^2/M^2) \quad (1)$$

where  $\lambda$  and  $\lambda_d$  are two constants which depend on material. The domain of validity of this equation is (10 kPa, 10 MPa). For smaller pressure range, experiments in micro-gravity experiments have to be performed and are currently being performed by NASA; it is probable that  $v_{nc}$  tends to a given limit. For pressure larger than 10 MPa, grain crushing occurs, modifying the  $v_{nc}$  law of variation; examples can be found in [3].  $\lambda$  is about 0.06 granular

matter and sands; an estimate of this value has been tentatively proposed from a microscopic modelling [4,5].

When granular matter is saturated with liquid, it is found experimentally that Eq. (1) still holds, but the stress field which has effectively to be considered in Eq. (1) is the effective stress, i.e. the one which is really carried by the grain structure. So owing to the so-called Terzaghi approximation,  $\sigma$  is then equal to the total stress  $\sigma_{\text{tot}}$  minus the liquid pressure  $u_w$ :

$$\sigma = \sigma_{\text{tot}} - u_w \quad (2)$$

It is found that  $\lambda$  and  $\lambda_d$  does not depend on the presence of saturating liquid.

When considering clays saturated with water, similar results are still valid, and Eq. (1) holds, if Eq. (2) is taken into account. The main difference is that the values of  $\lambda$  and  $\lambda_d$  are a bit larger, since the material is more “compressible”. The name “normally consolidated” comes from clays: indeed it is much more complicated to get loose sand samples than clay ones. Examples of behaviour of clays can be found in [3].

It is worth mentioning that the shape of the transition curve in the  $(v=1/\rho, \sigma)$  space is convex instead of concave as proposed in ref. [1].

As a final remark, the ensemble of normally consolidated states forms what is called the Roscoe’s surface [2,4,7,10] in soil mechanics literature when  $q/p=\eta < M$ . It forms what is called the Hvorslev’s surface when  $q/p=\eta > M$ . Both surfaces are parts of the same surface [4]. Knowing these notations and keywords may help physicists in finding more information, but this does not suppress the necessity of reading, learning and thinking.

For instance, Eq. (1) is just the combination of Eq. (2.10 bis) and (2.41) (p.79) of Britto & Gunn book [8]. Eq. (1) can be found in [3], (first Eq. of p.26 of [3]). Normal consolidation pertains to the list of keywords of [7], of [8] (indexing to pp. 173-174 of [8]) and of [9]



(indexing to pp. 350-51). Terzaghi principle is quoted in [8] too. Experimental data on normal consolidation can be found in [3] and in [2], [10].

*Acknowledgements:* CNES is thanked for partial funding.

## References:

- [1] A.J. Liu & S.R. Nagel, "Jamming is not cool anymore", *Nature* 396, 21-22 (1998)
- [2] A.N. Schofield & C.P. Wroth, *Critical State of Soil mechanics*, Pergamon press, (1968)
- [3] J. Biarez & P.Y. Hicher, *Elementary mechanics of soil behaviour*, (Balkema, Rotterdam, 1994)
- [4] P. Evesque, "Eléments de Mécanique quasistatique des milieux granulaires mouillés ou secs", *poudres & grains* NS1, 1-155, (2000)
- [5] P. Evesque, "A Micro-mechanical Modelling of the Pressure Dependence of the Void Index of a Granular Assembly", *poudres & grains* 10, 6-16, (1999), <http://prunier.mss.ecp.fr/poudres & grains>
- [6] Encyclopedia of Fluid Mechanics (volume 4), Solids and gas solids flows, N.P. Cheremisinoff ed. , Gulf publishing company, 1986); one finds: (i) Eq. (12 p. 48:  $\tau = \mu\sigma + \lambda \exp[-B e]$  ; (ii) Definition of Roscoe and Hvorslev surface see Figs. 14,15,18)
- [7] Ground Engineer's reference book, (F.G. Bell ed., Butterworth, 1987): see Fig. 3.27; see Eq. 3.71, Eq. 3.45 (p. 3/23) ; Eq. ( $v = N - k \ln(p') - l - k \ln(p'_p)$ ); Fig. 3.27; see in key-word lists: normal consolidation
- [8] Britto and Gunn: *Critical state soil mechanics via finite elements*, John Wiley & sons, (1987) ; the key-word list contains the entree normal consolidation => p. 173-174; see Eq; 5.9 p. 174:  $\lambda = Cc/2.303$ ; see also p.174 for the definition of  $v = 1 + e$  .
- [9] R.F. Scott: *Principles of soil Mechanics*, (Addison-Wesley, London 1963), key-word lists quote "normal consolidation" and index it to pp. 350-51



- [10] K.H. Roscoe, A.N. Schofield & C.P. Wroth, "On the yielding of soil", *Geotechnique* **8**,  
22, (1958)

**Answer to referees:**

**Answer to referees**

The parallel between the jamming transition (limit of the dynamics) and the normally consolidated state (limit of the static condition) has never been done before. So this idea is new, or there is no new idea in the jamming transition too.

This paper is just aimed at giving key words to physicists who want to find more experimental data and explanation from soil mechanics literature on the jamming transition.

I have changed slightly the definition of  $v$  to be dimensionless.

$M$  is defined in the text via its relationship with  $q/\sigma_3$  and with the friction angle  $\phi$ . These quantities are defined in all text books [2,3,4] of soil mech.; similar definitions can be found in Technical encyclopedia ref [6 & 7] see refs below.

Eq. (1) is just the combination of Eq. (2.10 bis) and (2.41) (p.79) of Britto & Gunn book [8].

Eq. (1) can be found in [3], (first Eq. of p.26 of [3]).

Normal consolidation pertains to the list of keywords of the book by Scott (indexing to it p. 173-174 of [9]) and of Britto & Gunn [8].

Experimental data on normal consolidation can be found in [3] and in [2], [10].

The paper gives also Keywords such as Terzaghi principle, as Roscoe's surface and Hvorslev's surface, since they are helpful.

**New references:**

[6] Encyclopedia of Fluid Mechanics (volume 4), Solids and gas solids flows, N.P. Cheremisinoff ed. , Gulf publishing company, 1986); one finds: (i) Eq. (12 p. 48:  $\tau = \mu\sigma + \lambda \exp[-B e]$  ; (ii) Definition of Roscoe and Hvorslev surface see Figs. 14,15,18)

- [7] Ground Engineer's reference book, (F.G. Bell ed., Butterworth, 1987): see Fig. 3.27; see Eq. 3.71, Eq. 3.45 (p. 3/23) one gets cam clay Eq.  $(v=N-k \ln(p')-l-k)\ln(p'_p)$ ; Fig. 3.27; see in key-word lists: normal consolidation
- [8] Britto and Gunn: *Critical state soil mechanics via finite elements*, John Wiley & sons, (1987) see in key-word lists: normal consolidation => p. 173-174; see Eq; 5.9 p. 174:  $\lambda=Cc/2.303$ ; see also p.174 for the definition of  $v=1+e$ .
- [9] R.F. Scott: *Principles of soil Mechanics*, (Addison-Wesley, London 1963), see in key-word lists: normal consolidation => p; 350-51
- [10] K.H. Roscoe, A.N. Schofield & C.P. Wroth, "On the yielding of soil", *Geotechnique* **8**, 22, (1958)

Editors:  
 JACK SANDWEISS  
 GEORGE BASBAS  
 STANLEY G. BROWN  
 GENE L. WELLS  
 Associate Editors:  
 BRANT M. JOHNSON  
 REINHARDT B. SCHUHMAN

1 Research Road, Box 9000  
 Ridge, New York 11961-9000

<http://prl.aps.org/>  
[prl@aps.org](mailto:prl@aps.org)  
 (631) 591-4060  
 Fax: (631) 591-4141

**Re: LZ7720**  
 Identification of the jamming surface using soil mechanics results  
 by P. Evesque

Dr. P. Evesque  
 Ecole Cent. Paris, Lab. de  
 Mecanique, Sols, Struc., Mat.  
 Grande Voie des Vignes  
 F-92295 Chatenay  
 Malabry, Cedex FRANCE

1 May 2001

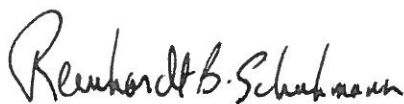
Dear Dr. Evesque:

The above manuscript has been reviewed by our referee(s).

The resulting reports include a critique which is sufficiently adverse that we cannot accept your paper on the basis of material now at hand. We enclose pertinent comments.

If you feel that you can overcome or refute the criticism, you may resubmit to Physical Review Letters. Please accompany any resubmittal by a summary of the changes made, and a brief response to all recommendations and criticisms.

Yours sincerely,



Reinhardt B. Schuhmann  
 Associate Editor  
 Physical Review Letters

enc.

COPY

Referee A

This is, of course, an interesting Note, emphasizing that the behavior of sand piles (and more complex soil assemblies) have been already much studied by civil engineers, so that the empirical laws of soil failure are known and available and of probable interest to physicists concerned with 'fragile matter'.

I do think the letter approximately meets the PRL requirements of validity, importance and broad interest. It is not self-contained however, (what is a "friction angle", i.e.,  $M$ ?, ; what are the units of  $l$  ? (0.06 what? It should have a volume unit, or be unitless such as a fractional packing or something like that. The reader is not told. On the other hand,  $vnc$  is called a "specific volume", so it should be volume per gram???)

I do NOT think the letter meets the requirement of "Important Fundamental Research". The author has made a pertinent, interesting and I believe correct, connection between the soil mechanics literature and the timely topic of "jamming". While this is useful, there are no new results reported, so I don't think it is "new" in that sense. Incidentally, I spent several hours in the library pouring over soil mechanics books, such as

"Principles of Soil mechanics," R.F. Scott, Addison-Wesley, London, 1963.  
"Critical State Soil Mechanics via Finite Elements", Britto and Gunn, Ellis Horwood series in Civil Engineering, (1987).  
"Stress Strain Behavior of Soils", R.H.G. Parry Ed, 1971 (GT Foulis & Co, London)  
"Shear Strength of Cohesive Soils", ASCE Proceedings, 1961  
"Developments in Soil mechanics", Thomas Telford, London, 1983)

and I was unable to find equation 1 (though something near to it I did find). Please give a reference. I could also find nowhere the term "normally consolidated state". As it stands, it is still not too helpful for a physicist.

Publish as a comment?



COPY

Referee B

Identification of the jamming surface using soil mechanics results  
P. Evesque (LZ7720)

Prof. Evesque has provided a very brief account explaining how some results that are apparently well known in the field of soil mechanics can be arranged to provide a description that is relevant to physicists. The investigation concerns the nature of a surface, the jamming surface, which separates qualitatively distinct kinds of particulate configurations. There is also a brief discussion that indicates the role and affect of a liquid that saturates the space between the particles.

It is very difficult to evaluate this manuscript. Firstly there are very few details (for instance surrounding experimental support for equation (1) and the definition of  $p_0$ ) and secondly the major 'result' appears to be an awareness of soil mechanics literature (supported by unexplained references to Terzaghi approximation, Roscoe's surface and Hvorslev's surface etc.). The manuscript contains several loose expressions, e.g. 'density can not be looser than a given value' and 'it is probable that  $v_{no}$  tends to a given limit', which could be strengthened to increase the value of the account.

I cannot see how, in its present form, this Letter would contribute to an improved understanding of granular mechanics. It is unlikely that the level of description would make this account accessible to a general reader of Physical Review Letters. I cannot recommend publication.

Editors:  
 JACK SANDWEISS  
 GEORGE BASBAS  
 STANLEY G. BROWN  
 GENE L. WELLS  
 Associate Editors:  
 BRANT M. JOHNSON  
 REINHARDT B. SCHUHMANN

1 Research Road, Box 9000  
 Ridge, New York 11961-9000

<http://prl.aps.org/>  
[prl@aps.org](mailto:prl@aps.org)  
 (631) 591-4060  
 Fax: (631) 591-4141

**Re: LZ7720**

Identification of the jamming surface using soil mechanics results  
 by P. Evesque

Dr. P. Evesque  
 Ecole Cent. Paris, Lab. de  
 Mecanique, Sols, Struc., Mat.  
 Grande Voie des Vignes  
 F-92295 Chatenay  
 Malabry, Cedex FRANCE

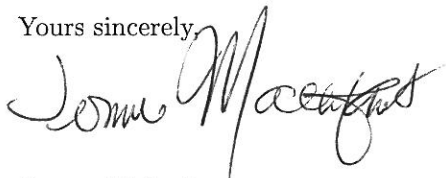
30 August 2001

Dear Dr. Evesque:

The above manuscript has been reviewed by our referee(s).

A critique drawn from the report(s) is enclosed. On this basis, we judge that the paper is not appropriate for Physical Review Letters, but might be suitable for publication in another journal, possibly with some revision. Therefore, we recommend that you submit your manuscript elsewhere. In accordance with our standard practice (see enclosed memo), this concludes our review of your manuscript.

Yours sincerely,



Jerome Malenfant  
 Senior Assistant Editor  
 Physical Review Letters

Identification of the jamming surface using soil mechanics results  
P. Evesque (LZ7720)

This brief account expresses a belief that two surfaces in the phase space of dense particulate systems, identified by two different disciplines, are coincident. This surface separates static, or jammed, states of a particulate assembly from those that represent less dense systems and more mobile particles. The account is very brief and difficult to evaluate in isolation. An indication of the nature and strength of experimental support for equation (1) would improve the account. What experiments have been performed in the range 10 kPa to 10 Mpa and what experiments are being carried out at NASA? The cross-disciplinary identification facilitates the author to form an equation for the 'jamming' surface but it is difficult to assess the validity of the equation in the new (physics) regime. Whilst the argument is plausible it does not demonstrate how the initial conjecture has been evaluated? Although the account could be considered novel it is not clear that it is reporting 'substantial research' and, therefore, does not satisfy the criteria for publication in Physical Review Letters. I cannot recommend publication.



COPY

I have now read the author responses and the new revision several times. I agree with the author that he has identified a connection in the soil mechanics literature to the jamming transition in physics. I do not think that there is significant new physics in the connection as it is here presented (though new physics is certainly possible, if not indeed probable), since equation 1 (the basic result of the article) is completely empirical and the author does not discuss its physical basis or interpretation.

The present work supplies no new physical insights or information that I can see, though it does point out a promising and fruitful area of application for future results in "jamming" physics.

Date: Wed, 24 Oct 2001 15:13:55 -0400 (EDT)  
From: Physical Review Letters <prl@ridge.aps.org>  
To: evesque@mssmat.ecp.fr  
Cc: PRL@ridge.aps.org  
Subject: RE: LZ7720

Dr. P. Evesque  
Ecole Cent. Paris, Lab. de  
Mecanique, Sols, Struc., Mat.  
Grande Voie des Vignes  
F-92295 Chatenay  
Malabry, Cedex FRANCE  
evesque@mssmat.ecp.fr

Re: LZ7720  
Identification of the jamming surface using soil mechanics results  
By: P. Evesque

Dear Dr. Evesque,

The complete file concerning the above manuscript has been reviewed by a Divisional Associate Editor. The enclosed comments advise against publication in Physical Review Letters. The Editors accept this advice.

Your appeal has been considered, and our decision to reject is maintained.

Sincerely yours,

Robert Garisto  
Senior Assistant Editor  
Physical Review Letters  
Email: prl@aps.org  
Fax: 631-591-4141

-----  
Report of Divisional Associate Editor (LZ7720 Evesque,P)  
-----

This paper makes a connection between results in soil mechanics and the jamming transition in granular matter. The author admits the paper is mostly a form of literature research. There are new results reported, only an attempt to make known to the physics community some results from the field of soil mechanics. This information might be worthwhile as part of a longer research paper or maybe as a very short paper in a specialized granular matter journal, but certainly does not conform to the criteria for publication in PRL, namely new original research of broad interest. Thus, I see no reason to overturn the recommendations of both reviewers to reject this paper for publication in PRL.

-- Jan Tobochnik, Physics Chair  
Departments of Physics and Computer Science Editor,  
American Journal of Physics  
Divisional Associate Editor, Physical Review Letters  
Kalamazoo College 1200  
Academy Street  
Kalamazoo, MI 49006

J. Tobochnik  
Divisional Associate Editor

Etant donné les critiques, nous avons préféré édité cet article dans Poudres & Grains. (Poudres & Grains **12** (7), 115-121 (octobre 2001))

Ce travail a donné lieu à la thèse de F. Adjémian,  
à une partie de F. Adjémian ; Eur. Phys. J. **E 9**, 253-259 (2002), "*Stress fluctuations and macroscopic stick-slip in granular materials*", P. Evesque,  
à F. Adjemeian & P. Evesque , Different regimes of stick-slip in granular matter : from quasi periodicity to randomness In Quasistatic deformations of particulate materials, (K. Bagi ed., publishing company of BUTE, Budapest, 2003), pp. 5-13; proceedings of the QuaDPM'03, Budapest Hungary, 22-25 August 2003, pp 5-13;  
F. Adjemeian, P. Evesque & X. Jia, Acoustic speckle and diffusion as a probe of contact distribution ;In Quasistatic deformations of particulate materials, (K. Bagi ed., publishing company of BUTE, Budapest, 2003), pp. 15; proceedings of the QuaDPM'03, Budapest Hungary, 22-25 August 2003, pp. 15; ISBN 963 420 748 0  
F. Adjémian & P. Evesque , Experimental study of stick-slip behaviour, International Journal for Numerical and Analytical methods in geomechanics [Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.] **28**, 501-530 (2004) 10:1002/nag350  
F. Adjémian & P. Evesque Erratum on "Stress fluctuations in granular matter: Normal vs. seismic regimes in uniaxial compression test" (P&G 13,4 (2002); Poudres & Grains **14** (1), pp. 4-7, (2004)  
à un artricle dans Powders & Grains 2005 : F. Adjémian, P. Evesque & X. Jia; Ultrasonic experiment coupled with triaxial test for micro-seismicity detection in granular media ; Powders & Grains 2005, Stuttgart, July 18-22, 2005, in Powders & Grains 2005, (Garcia-Rojo, Herrmann, McNamara ed., Balkema 2005), pp. 281-285  
et à une collaboration avec X. Jia.

International Journal of  
**Geomechanics**

PUBLISHED BY CRC PRESS

**Editor-in-Chief**

**C.S. Desai**

Department of  
Civil Engineering and  
Engineering Mechanics,  
The University of Arizona,  
Tucson, Arizona  
85721-0072, USA  
Phone: (520) 621-6569  
Fax: (520) 621-6577  
csdesai@engr.arizona.edu

**Co-Editors**

**J.P. Carter**

Department of  
Civil Engineering,  
University of Sydney,  
Sydney NSW 2006,  
Australia

**G. Gioda**

Department of  
Structural Engineering,  
Politecnico di Milano,  
Piazza L. da Vinci 32,  
20133 Milano, Italy

**Y. Ohnishi**

School of Civil  
Engineering,  
Kyoto University,  
Kyoto 606-8501, Japan

**R.K. Rowe**

Department of  
Civil Engineering,  
Queen's University,  
Kingston, ON K7L 3N6,  
Canada

**M.M. Zaman**

Department of  
Civil Engineering,  
University of Oklahoma,  
Norman, OK 73019, USA

February 26, 2002

Dr. Pierre Evesque  
Ecole Centrale Paris  
Lab MSSMat  
Grande Voie des Vignes  
F-92295 Chatenay-Malabry Cedex  
FRANCE

Dear Dr. Evesque:

Enclosed are two reviews and one marked copy on your paper entitled, *Study of Stick-Slip Behaviour*. One reviewer suggests that the paper be resubmitted after detailed revision, while the other recommends rejection. Under the circumstance, in the present form, the paper is not recommended for publication in this journal

However, if you wish to consider revising the paper as per the reviewers' suggestions, I would be glad to send it for another review. In that case, please attend to the following items as marked:

- ☒ Revise the manuscript as per enclosed reviews and send me three/four copies of the revised version. Indicate in the margins of one of the copies locations where the review comments are complied with.
- ☐ Submit as Short Communication.
- ☒ Make any other appropriate changes in the manuscript.
- ☒ Attend to enclosed check list.
- ☐ Originals of \_\_\_\_\_ text and \_\_\_\_\_ figures are enclosed.
- ☒ Marked copy/copies are enclosed. (1)

With best wishes.

Sincerely yours,

C. S. Desai

Enclosures

## **Reviewer's Comments on "Study of Stick-Slip Behaviour" (Evesque and Adjemian)**

#1  
The experimental work and analysis reported on in this paper is of general interest to geotechnical community and provides some interesting results. However, I believe the work has some serious flaws that need to be addressed before the work can be published. These are enumerated below. There are also a number of other comments of a more editorial nature that should be considered.

### **Principal comments:**

1. While the authors make reference to the fact that their measures of stress and strain used in analyzing their data (simple engineering stress and strain) are not adequate, the implications of this are not addressed and could have significant impact on the conclusions. The deformations measured during the experiments are very large and serious errors result from using simple engineering stress-strain measures. At a minimum, the authors should re-analyze the data using a strain/deformation measure compatible with the large deformations and an associated work-conjugate stress measure. I suspect that if this were done, some of the conclusions regarding the magnitude of the stress drops and changes in the nature of the stick-slip process with confinement and strain rate will change.
2. The authors refer to the fact that sample size is a significant factor affecting their results. It is not clear what specifically they mean by this, but I assume they are referring to specimen volume relative to a characteristic volume element. I would submit that there is another effect that is not being considered that clearly shows up in the data. The material "A" samples have different aspect ratios ranging from a height to diameter of 1.22 down to 1.0. Clearly, all other parameters being constant, the change of aspect ratio will dramatically affect the results because, for ratios below 2.0, the end effects are significant, e.g. reducing the aspect ratio has the same effect as increasing the confinement. For this reason, all standard test methods require samples with aspect ratios of 2.0 or greater to avoid this problem. The effect clearly shows up in Table 1 and in the comparison of plots in several Figures. In Table 1, the reported friction angle correlates exactly with sample aspect ratio. The other problem is the ratio of particle/grain size to sample diameter. For samples with a diameter greater than 20 particle diameters, the effect of particle size should be minimal other than the possible effect of particle size on strength (strength should scale as the square root of the particle size). For "B" type samples, this effect could have an impact on the results. Clearly the authors need to be comparing results from samples with only a limited number of independent variables. Therefore, it is strongly suggested that some additional tests be performed where the sample aspect ratios are kept constant, sample diameter to particle size is greater than 20, and the particle sizes and sample volumes are varied. I think this will result in quite different conclusions than

those derived in the current paper. For example the characteristic volume element will turn out to be quite a bit smaller than proposed.

3. The authors make no mention of the effect of machine stiffness on their observed results. In dynamic micro-failure events, the energy stored in the system (loading machine plus specimen) plays a key role in driving the dynamics of the deformation. For example in a compliant system, fractures or frictional slips will have a completely different character than those produced by the same material in a very stiff loading machine. The result is that the reported  $\delta q$  values for frictional slips in the tests are as much a function of the machine stiffness as the material. The authors could demonstrate the machine stiffness effect by conducting similar tests where a spring of known stiffness is inserted between the specimen and the loading ram. By using springs of different stiffnesses, the machine effect can be estimated and the effect on the results accounted for.

#### **Editorial Comments:**

1. The authors include a lot of stress-strain plots for comparison to evaluate the effect of certain variables. It would be very helpful if all the plots were on the same scale. Different scales make it very difficult for the reader to grasp the comparison.
2. The manuscript, as a whole is too long, a concerted effort should be made to make it more concise.
3. The manuscript would benefit from a detailed editing. There are several places where concepts are lost in the translation. Several of the Figures also need editing to make the notation consistent throughout.
4. Figure 8a is the wrong plot (should be same plot as Figure 7a).

#### **Summary:**

The work reported in this paper has potential but also has flaws that need to be corrected before it is ready for publishing. I recommend, therefore, that the authors consider the comments above and re-submit the article at a later date.



Review of “Study of stick-slip behaviour” by Evesque and Adjemian

#2  
The authors present an experimental study of the behaviour of a limited number of quartz particles and find that the behaviour is characterized by what they call a stick-slip phenomenon. Although quartz particles are used, this stick-slip phenomenon is apparently not the one usually associated with quartz. This, however, is not clear from the presentation. But it appears that the phenomenon is significant when a limited number of particles are tested, and it disappears (?) when the number of particles is sufficiently large. Unfortunately, the presentation is so flawed that it is difficult to follow it and to judge the quality of the contents. The presentation is rather cursory, wordy, and not concise (language is spoken, structure of sentences and sentences themselves appear to be jotted down as the words come to mind), the experimental technique is not high quality. The overall impression is that of a careless research project and presentation. It is recommended to decline the contribution. The following comments may be considered:

- 1) p. 4, middle: Detailed explanation of well-known items in soil mechanics are given, but explanations of essential experimental techniques are omitted. The authors should mention and explain the continuous recording of data, since continuous curves are necessary and in fact recorded. Were lubricated ends on the triaxial specimens used? Apparently the volume change was not measured, even though this is easily done, also for dry samples. The area correction is therefore not made in the first place, and the consequences of different types of corrections are explained in a 2-page appendix. Thus, the quality of the experimentation is questionable, and using 2 pages in the journal to explore the consequences of different assumptions seems extravagant and unnecessary, when this is standard soil mechanics techniques today.
- 2) p. 4, 6 lines from bottom:  $H = D$  in some experiments. Were lubricated ends used? Or were the specimens barrel-shaped at the end of the experiments? Quality of data?
- 3) Table 1: It is difficult to tell how reliable the friction angles are since the volume change was not measured and correct area corrections, especially at large strains, have not been made.
- 4) p. 5, 7 lines from bottom: “In soil mechanics, the ratio  $\sigma_1'/\sigma_3'$ ....” The statement in this sentence is not correct in general. It depends on whether the samples are drained or undrained. The tendency is correct for undrained tests on dense sand, but not for loose samples, and not for drained tests. Here we are dealing with drained tests, so the statement does not seem to be appropriate.
- 5) p. 5, 5 lines from bottom: “So the limit ratio at plateau can be interpreted as solid friction.” This is not correct. This plateau in undrained tests on this diagram contains effects of a tendency for dilation, and it contains effects of remolding at constant volume. This does not represent solid friction.
- 6) p. 5, line 7 from bottom: Switch to effective stresses - why? Are we talking about undrained tests? Authors do not appear to be aware of the different behaviours in drained and undrained tests, and they liberally use what they can use for comparison with their own results.



- 7) p. 6:  $n$  is used as a counter here, while it represents the porosity on p. 5, line 3.
- 8) p. 7, line 4:  $v$  is velocity here, while it represents the volume in line 2 of section II.
- 9) p. 7, line 10 and 11: Cap  $V$  used for velocity here (see previous comment).
- 10) p. 7, line 10: Is  $m$  the mass of the block, not the slider?
- 11) Figs. 4c and 5a: Indicate rates in the 4th sections of the tests.
- 12) Figs. 5a and 5b: "For instance similar  $\Delta q$  amplitudes are obtained for the three  $d\epsilon_1/dt = V/H$  strain rates in Figs. 5a and 5b." How is this seen? For the same strain rate? The vertical scales are not the same in Figs. 5a and 5b - difficult to judge.
- 13) Figs. 6a, 6c, and 6e: Comparisons are difficult, because none of the coordinate axes are the same. How can the reader follow the arguments, when the points being made are extremely difficult to observe on the figures?
- 14) p. 8, second paragraph in section III.1.2: "In next part..." This is not understood at all.
- 15) p. 8, line 6 from bottom:  $V > 0.18$  mm/mn should be 0.18 mm/min.
- 16) p. 8, near middle: Piston speed is given in  $s^{-1}$ , whereas velocities are given in the figures in mm/min. The sample heights play a role in the comparisons of these deformation rates and strain rates. How can the reader get anything out of this presentation?
- 17) Figs. 4, 5, 6,: Comparisons of velocities are made in mm/min, while the sample height changes. Should results be compared in terms of deformation rates or in terms of strain rates? Are these test data actually comparable? They appear to correspond to different strain rates. The authors need to explain the data in much more detail and make the comparisons before presentation of the essentially raw data to the reader.  
The contents of this paper may be of interest after the data have been thoroughly analysed (!), but it is not the readers job to make the analyses.
- 18) Fig. 7: Again, the reader is being asked to observe the behaviour in 6 diagrams, none of which have comparable scales on the ordinates or the abscissas. - And the results correspond to different sample heights, while the deformation rates are given in mm/min, i.e. different strain rates!

At this point it was clear that this contribution would be declined, and the remainder of the paper was not reviewed.

**Article PRL\_LSK813 refusé en Août 2002 par Phys Rev Lett : "Comment on  
"Coexistence of two granular temperatures in binary vibrofluidized beds" by  
Pierre Evesque**

Je n'ai pas accepté considérer les reproches de Phys Rev Lett. Il a été publié sans réel amendement dans Poudres & Grains en Avril 2002 (P. Evesque, Poudres & Grains 13 (2), 20-26 (2002), " Are Temperature and other Thermodynamics Variables efficient Concepts for describing Granular Gases and/or Flows ?")

Delivered-To: evesque@mssmat.ecp.fr  
Received: from piston.ecp.fr (piston.ecp.fr [138.195.33.3])  
by chat.ecp.fr (Postfix) with SMTP id 85B0816859  
for <evesque@mssmat.ecp.fr>; Tue, 4 Jun 2002 22:43:38 +0200 (CEST)  
Received: from ridge.aps.org (ridge.aps.org [149.28.1.5])  
by piston.ecp.fr (Postfix) with ESMTP id 5D6A71E058  
for <evesque@mssmat.ecp.fr>; Tue, 4 Jun 2002 20:43:44 +0000 (GMT)  
Received: from riker.aps.org (riker.aps.org [149.28.9.9])  
by ridge.aps.org (8.9.3+Sun/8.9.3) with ESMTP id QAA04330  
for <evesque@mssmat.ecp.fr>; Tue, 4 Jun 2002 16:43:43 -0400 (EDT)  
Received: (from prl@localhost)  
by riker.aps.org (8.10.2+Sun/8.9.3) id g54Khh818632  
for evesque@mssmat.ecp.fr; Tue, 4 Jun 2002 16:43:43 -0400 (EDT)  
Date: Tue, 4 Jun 2002 16:43:43 -0400 (EDT)  
From: Physical Review Letters <prl@ridge.aps.org>  
Message-Id: <200206042043.g54Khh818632@riker.aps.org>  
To: evesque@mssmat.ecp.fr  
Subject: Your\_manuscript LSK813 Evesque  
X-UIDL: (L[!!5,k!!KSD"!S@d"!)

**Re: LSK813**

**Comment on "Coexistence of two granular temperatures in  
binary=vibrofluidized beds"  
by Pierre Evesque**

Dr. Pierre Evesque  
Lab MSSMat  
Ecole centrale Paris  
92295 Chatenay-Malabry  
FRANCE

Dear Dr. Evesque:

We received your Comment on the Letter by Wildman et al. Although we make no judgement of its scientific value, it does not appear to satisfy our criteria for Comments; consequently we are not able to consider it for publication. A description is enclosed.

Basically the burden of a Comment should be to correct or criticize in a collegial way points which are central to the Letter. Extensions and clarifications do not qualify, by definition, for a Comment. In general such work could appear as a regular Letter (if criteria are met) or as an article elsewhere.

Physical Review might publish a suitable "Comment" on a PRL as a Brief Report. I cannot speak for those Editors but to be considered one probably need only provide a manuscript styled as a Brief Report rather than as a formal Comment on a Letter in PRL.

If you feel we have misjudged your Comment, further consideration can be

given to a Comment which you feel meets our criteria. Please explain.  
Consider whether the text of your Comment needs modification to make its  
basic point clear in the opening paragraphs.

Yours sincerely,

Robert Garisto  
Senior Assistant Editor  
Physical Review Letters  
Email: prl@aps.org  
Fax: 631-591-4141  
<http://prl.aps.org/>

lengthest-prl

revised 2/99

# PHYSICAL REVIEW LETTERS

Manuscript No. LSK813\_\_\_\_\_

Date 31 May 2002\_\_\_\_\_

First Author Evesque\_\_\_\_\_

We estimate the length of the manuscript as shown to the right. LINE COUNT (PRL one-column lines)--

Guidelines for estimating the length

are given at the end. [Manuscripts

Title \_\_\_\_\_4

that we estimate to be within our

page limits according to a quick

Bylines \_\_\_\_\_5

count formula are marked "O.K." and

are not given a line count.]

Receipt date \_\_\_\_\_2

If the designation "O.K." is

given, or the line count is 460 or

less, there should be no problem

PACS numbers \_\_\_\_\_2

with the manuscript's length. Note

that any subsequent increase in the

Text (88 chars./avg. author line)

length may cause the manuscript to

x(117 author lines)/55= 187

exceed the page limit and, if the

manuscript is accepted, result in a

Equations \_\_\_\_\_2

request for cuts to the paper at a

later stage.

References \_\_\_\_\_10

Warning: If the count is between  
460 and 500 (or would be with relet-

Tables and Captions \_\_\_\_\_

tered figures) there is a greater

Figure Captions \_\_\_\_\_

uncertainty that the length limit of

four journal pages will be met.

Figures (6 lines/inch) \_\_\_\_\_

\_\_\_ Your manuscript is being sent to  
the referees but a shortened version  
(less than or equal to 460) will be

Delivered-To: evesque@mssmat.ecp.fr  
Date: Mon, 12 Aug 2002 10:24:26 -0400 (EDT)  
From: Physical Review E <pre@ridge.aps.org>  
To: evesque@mssmat.ecp.fr  
Subject: To\_author LSK813EJ EVESQUE

Re: LSK813EJ  
Why the granular temperature of binary vibrofluidized beds is  
dependent on grain and concentration  
by Pierre Evesque

Dr. Pierre Evesque  
Lab MSSMat  
Ecole centrale Paris  
92295 Chatenay-Malabry  
FRANCE

Dear Dr. Evesque:

The above manuscript has been reviewed by one of our referees.  
Comments from the report are enclosed.

The Physical Review editors wish to accept only papers that, in  
addition to being scientifically sound, are important to the  
field and significantly advance physics. The enclosed comments  
suggest that these acceptance criteria are not met.

Yours sincerely,

Joanna Popadiuk  
Assistant Editor  
Physical Review E  
Email: pre@aps.org  
Fax: 631-591-4141  
<http://pre.aps.org/>

---

Report of the Referee -- LSK813EJ/Evesque

---

This article discusses the issue of energy equipartition in vibrated granular gases. It argues that in general, one should not expect equal temperatures for different types of particles. While this conclusion is correct, I found this article to be confusing. The article is poorly written. Notations are not properly defined, and the arguments are not explained in a clear fashion. Many relevant works are not referred to.

The issue of energy equipartition discussed deserves a comment. Because granular gases are highly dissipative, there is no reason to expect that velocity fluctuations (typically called "granular temperature") of two different components of a binary mixtures are the same. However, this is referred to as "puzzling Physics", or, "contradiction of thermodynamics". I am not aware of published works suggesting that "granular temperatures" of components of a mixture should be the same. The skim reference list does not include references to such claims.

In its current form, the article is a cross between a comment on the above misconception, a comment on the letter of Widman and Parker, and new research. Although the discussion may be valuable, the presentation makes it of little use for researchers in this field. A much more comprehensive presentation, where the ideas discussed are fully developed, including to generic new predictions, that can be tested against theory, experiment, or simulations, is recommended. In its current form, the article does not contain sufficient new results, and

therefore, is not suitable for publication.

FORM: RVWSTNDRDS-AU-PRE-----

rvwstndrds-au-pre  
revised 3/98

## PHYSICAL REVIEW E

To our Authors:

In order to improve the quality of papers published in PRE, we are sending the following note to referees. Because the message affects authors equally, we enclose this copy for your information.

The Editors

### Charge to Referees

Physical Review E is committed to the dissemination of work of high quality and has grown steadily in size and stature. We wish to maintain and improve the journal's appeal and at the same time control its burgeoning growth. Your role as a referee is critical to our success in achieving stricter acceptance criteria. We do not want to publish papers that are merely new or free from error but rather those that contain substantial advancement of previously established knowledge or report significant new developments in the field.

When reviewing this paper we appeal to you to write an incisive, well justified report that evaluates the following criteria:

- \* Does the paper contain new results that significantly advance the field?
- \* Is the paper interesting and of high quality?
- \* Is the paper clearly written in a style consistent with accepted standards of scientific writing?
- \* Is the purpose of the work clearly stated, is relevance to other recent research explicitly demonstrated?
- \* Does the content of the paper justify its length?

We appreciate your efforts and thank you for your help. Your contribution as a conscientious referee to maintain high standards will benefit not only the journal but the scientific community as a whole.

The Editors

**Comment on:**

**“Coexistence of Two Granular Temperatures in Binary  
Vibrofluidized Beds” by R.D. Widman & D.J. Parker [1] [*Phys.  
Rev. Lett.* **88**, 64301 (2002)]**

**P. Evesque**

Lab MSSMat, UMR 8579 CNRS, Ecole Centrale Paris  
92295 CHATENAY-MALABRY, France, e-mail: [evesque@mssmat.ecp.fr](mailto:evesque@mssmat.ecp.fr)

**Abstract:**

Using two particle species differing only by their mass, we demonstrate that a vibrator acts rather as a "velostat" instead of a thermostat, which means that it imposes a typical speed distribution with a typical width  $\underline{V}$  to an ensemble of grains instead of imposing a temperature  $T = m\underline{V}^2/2$ . This allows to understand the results described in the paper quoted in the title and to predict the coexistence of two temperatures  $T_1$  and  $T_2$ , one for each species. Be  $m_1 > m_2$ , this approach finds also that  $T_1 > T_2$ , and the smaller the concentration  $c_1$  the smaller  $T_1$  and the larger  $T_2$ . This cast a serious doubt on the interest of applying the temperature concept to granular dissipative gases. We further describe some other consequences.

**Pacs # :** 05.40.-a ; 05.70.-a ; ~~45.70.-a~~ ; 89.75.-k

voir à la fin le dossier  
PRL

Paper [1] describes a very nice experimental work, which leads to puzzling physics; for instance, it demonstrates unambiguously that the dynamics of a granular medium made of two kinds of grains and submitted to a vertical vibration is characterised by two different temperatures in general, one for each kind of grain; and that these temperatures depend on the proportion of each particle. This may surprise at first sight because it seems to be in contradiction with classic thermodynamics. However, this comment suggests the basis for some possible simple understanding of this phenomenon. The main concept underlying this approach is the fact that a vibrator acts as a “velostat” and not a thermostat, which means that it imposes mainly the mean particle velocity so that the kinetic energy it imposes depends on the particle mass. In order to prove this point, we start and consider the case of a gas made of a single kind of particles; we find its typical-temperature as a function of the particle mass, keeping constant all the other parameters; then we investigate the mixing of two species differing only by their masses; at last we turn to the case of particles having different masses and different diameters, in the granular gas regime. This will allow to conclude that thermodynamics quantities and concepts, such as temperatures,..., might be more difficult to transpose to the physics of granular gas and granular flow than it was thought originally [2]; this difficulty would come from both (i) the difficulty of building thermostats and other thermodynamics tools, and (ii) from the local dissipation which makes the granular gas non homogeneous and granular gas quantities non conservative.

So, let us start demonstrating that a vibrator acts as a “velostat”. We consider first the case of a granular gas made of a single kind of particles of diameter  $d$  and mass  $m$  submitted to a vertical sinusoidal vibration (frequency  $f=\omega/[2\pi]$ , amplitude  $a$ ) imposed by a piston (mass  $M$ , horizontal size  $L$ ). Be also  $n$  the thickness of the a uniform layer when  $a=0$ ; so,  $n$  stands for the mean coverage ratio, *i.e.*  $n$  is the mean number of bead layers covering the piston at rest; and the total number of particles  $N$  is given by  $N=\alpha n(L/d)^2$ , where  $\alpha \approx 1$  is a coefficient of normalisation which takes into account the density of arrangement of the regular lattice used for normalisation. We assume (i) that  $L \gg d$  and  $L \gg d/\sqrt{n}$ , so that lateral wall effects become negligible and (ii) that  $M/L^2 \gg m/d^2$  and  $M/L^2$



$\gg n m/d^2$  so that the piston mass can be considered as infinite for collision rules. We assume also that bead-bead and bead-piston collisions are both governed by the same restitution coefficient  $\epsilon$  and that we can neglect the air effect. Let us also neglect particle rotation, stating for instance that the rotation kinetic energy behaves as the mean translation kinetic energy.

The equality between inertial mass and gravity mass imposes that the mass  $m$  of the particles does not play any part in determining the particle -trajectories and -speeds because it intervenes neither in the free-flight dynamics nor in the collision characteristics, as far as the restitution coefficient  $\epsilon$  remains independent of the speed  $V$ . This leads to predict that two sets of identical particles having the same diameter and the same coverage ratio  $n$  and submitted to the same vibration excitation will vibrate similarly even if the two particles have different masses  $m_1$  and  $m_2$ , the restitution coefficient being assumed the same, *i.e.*  $\epsilon_1=\epsilon_2$ . It means that these particles will get the same typical speed  $\underline{V}$ , independently of  $m$ . So,  $\underline{V}=\underline{V}_1=\underline{V}_2$ . Of course,  $\underline{V}$  depends on the other experimental parameters which are  $a$ ,  $\omega$ ,  $\epsilon$ ,  $n$ ,  $g$ ,  $d$ ; in particular, one expects that the larger  $a$  and/or  $\omega$  the larger the grain speed so that dimensional analysis leads writing:

$$\underline{V} = a\omega f\{\epsilon, n, d/a, gd/(a\omega)^2\} \quad (1)$$

where  $f$  is a function of 4 dimensionless parameters. Indeed, as  $m/m=1$  and  $m/M=0$  are both independent of  $m$ , dimension analysis confirms also that **Eq. (1) is independent of  $m$** . Furthermore, as the “granular temperature”  $T$  is defined as  $T=\langle mV^2/2 \rangle = m\underline{V}^2/2$ , **this demonstrates that a vibrator is a “velostat” instead of a thermostat**, which means that it imposes a speed and not a temperature (or a mean kinetic energy). Indeed if we consider two granular gases differing only by the mass  $m_1$  &  $m_2$  of their grains, so that  $m_1>m_2$ , but  $d_1=d_2$ ,  $n_1=n_2$ ,  $\epsilon_1=\epsilon_2$ ,  $a_1=a_2$  and  $\omega_1=\omega_2$ , Eq. (1) imposes  $\underline{V}_1=\underline{V}_2$  so that their temperatures  $T_1$  &  $T_2$  are different, their ratio being  $T_1/T_2=m_1/m_2$ . But the heights  $H_1$  and  $H_2$  of their cloud are equal, *i.e.*  $H_1=H_2$ , since  $\underline{V}_1=\underline{V}_2$ .

Let us now investigate the mixing of these two gases in proportion  $c_1$  &  $c_2$ ,  $c_1+c_2=1$ , keeping  $n=n_1c_1+n_2c_2$  constant: relabelling  $T_{1,0}$  &  $T_{2,0}$  their temperatures when they are separated ( $T_{1,0}$

$> T_{2,o}$ ) & ( $V_{1,o} = V_{2,o}$ ), and as mixing shall smoothen the temperature difference, one expects then that mixing (i) lets  $T_1 > T_2$ , but that (ii)  $T_1 - T_2 < T_{1,o} - T_{2,o}$ , so that it heats up the lighter particles from  $T_{2,o}$  to  $T_2 = T_{2,o} + \Delta T_2$  and cools down the heavier ones from  $T_{1,o}$  to  $T_1 = T_{1,o} - \Delta T_1$  in such a way (i) that  $T_1 - T_2 < [T_{1,o} - T_{2,o}]$  and (ii) that the larger  $c_2$  the larger  $\Delta T_1$ , while the smaller  $c_1$  the larger  $\Delta T_2$ . In particular, this analysis does not conclude to the necessity of a thermodynamics equilibrium between the two species so that one shall accept that  $T_1 \neq T_2$  in general. Furthermore as the two mean speeds are now different  $\underline{V}_1 \neq \underline{V}_2$ , one expects that  $H_1$  and  $H_2$  be different too, leading probably to predict the existence of some spatio-temporal segregation.

Let us now compare the characteristics of two granular gases of identical particles under the same excitation ( $a, \omega$ ); as we want to investigate the gaseous case, we limit to small value of  $n$  and rather large value of the acceleration  $a\omega^2 \gg g$ . We consider two granular gases with the same number of layers at rest, so that  $n_1 = n_2 \approx 1$ . Be  $(m_1, d_1)$  &  $(m_2, d_2)$  the particle- (mass, size) of each gas respectively. Eq. (1) predicts that their speed  $\underline{V}_1$  and  $\underline{V}_2$  can be different, due to the difference between  $d_1$  and  $d_2$ . However, let us assume that we are investigating the case of a granular gas for which the cloud height  $H$  shall be large, *i.e.*  $H \gg d$ ,  $H \gg a$ . Indeed in this limit, one expects that confinement is due to  $g$ , so that  $H$  scales as  $\underline{V}^2/g$  and that  $\underline{V}$  scales as  $a\omega$ , for a fixed set  $(n, d, m)$ . This imposes that  $d/a$  and  $gd/(a^2\omega^2)$  do not play some important part. In turn this assumes that  $a\omega^2 \gg g$ .

At this stage, it is worth noting by passing that the mean free path  $l_c$  is given by  $l_c = (L^2 H) / [N \pi d^2]$  so that it scales as  $H/n$  and is independent of  $d$ . Furthermore, when  $n > 1$ , one expects the gas to be not homogeneous along the vertical so that  $l_c$  increases with the height in the cloud; this is due to both the action of local collision dissipation and to the mean confining pressure which decreases when the upper layer is approached.

According to the previous approximation, as far as  $n$  remains constant, one shall expect that mixing of two granular gases made of particles of different sizes shall behave approximately as the mixing of two granular gases of identical particles having different masses. So, one can compare this prediction to the experimental results of paper [1]; indeed, in this paper the ratio of the two particle masses  $m_1/m_2$  is given by  $m_1/m_2=(d_1/d_2)^3=(5/4)^3=1.95$ , and the 3 proportions  $(c_1, c_2)$  studied preserve the constancy of  $n$ , since the bead number  $(N_1, N_2)$  satisfy  $(N_1 d_1^2 + N_2 d_2^2) = (700 d_1^2) = (1080 d_2^2) = \alpha L^2 =$  constant. So the above approach predicts that  $T_2$  shall increase continuously from  $T_{2,0}$  and  $T_1$  shall decrease continuously from  $1.95 T_{2,0}$  to some limit when increasing  $c_2$  from 0 to 1; it predicts also that  $T_1/T_2 < T_{1,0}/T_{2,0} \approx 1.95$ . Indeed, Fig. 3 of ref. [1] displays these behaviours: the larger  $c_2$  the cooler  $T_1$  and the hotter  $T_2$  (even if  $T_2$  does not vary so much, *i.e.*  $T_2 = 2.6 \cdot 10^{-5}$  J); this is in agreement with the previous approach. Furthermore as  $T_2$  remains constant about, rather independent of  $c_2$ , one can assume that  $T_{2,0} \cong 25 \cdot 10^{-6} \text{ J} \cong T_2$ , and predict  $T_{1,0} = 1.95 T_{2,0} \cong 49 \cdot 10^{-6} \text{ J}$ . This is compatible with the observed data of Fig. 3.

So our approach seems to be in better agreement than the values reported in Table 1 of ref. [1] and cast a serious doubt on the validity of the theories which have allowed to establish this Table.

On the other hand, our approach is not able to predict the constancy of  $T_2$  when  $c_2$  increases. This demonstrates that much work has to be performed in this stimulating domain of the granular gases. Our approach predicts the value for  $T_{1,0}$  &  $T_{2,0}$ ; it is a pity the experimental results are not reported in [1].

If this approach is valid, the scaling shall be valid in the small  $g$  limit. So it shall be valid for  $g=0$  too, which means for weightlessness condition. Taking  $T_{2,0} \cong 25 \cdot 10^{-6} \text{ J} \cong T_2$ , and density  $\rho = 8 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ , one finds the typical speed  $\underline{V}_{2,0} = \underline{V}_{1,0} = [3T_{2,0}/(16\pi\rho d^3)]^{1/2} = 0.216 \text{ m/s} = 0.413 a\omega$ . This value 0.413 for  $f$  is not far from the value 0.25 which has been found approximately experimentally for granular gas of bronze beads with  $n \approx 1$  in weightlessness condition [3, 4] in a vibrating cubic container. The difference can be explained by the difference of restitution coefficient and a slight change in the value of  $n$ .

At last, the main conclusion of this work will be brought by the following remark: this simple approach demonstrates that granular gases violate the classic laws of the kinetic theory of gas: this is because it is not easy to build a good “granular-medium” thermostat so that the temperature of a mixture is not a well defined quantity. A “velostat” seems to be an easier tool when particles are identical, but the concept fails at once when the granular gas is made of different particles of different masses. So the real question is: (1) Are classic thermodynamics concepts and variables efficient to describe granular gases? Or do these quantities so inhomogeneously distributed that they become meaningless? (2) How strongly local dissipation does perturb the problem make it inhomogeneous?

*Acknowledgements:* CNES is thanked for partial funding.

## References:

- [1] R.D. Widman & D.J. Parker, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 64301 (2002)
- [2] P.K. Haff, *J. Fluid Mech.* **134**, 401, (1983)
- [3] E. Falcon, R. Wunenburger, P. Evesque, S. Fauve, C. Chabot, Y. Garrabos & D. Beysens, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 440-443, (1999)
- [4] P. Evesque, D. Beysens & Y. Garrabos, *J. de Physique IV France* **11**, Pr6-49 to 56 (2001)

**Article: Y. Garrabos, P. Evesque, F. Palencia, C. Lecoutre & D. Beysens, "Coherent behavior of balls in a vibrated box"**

Cet article a été refusé plusieurs fois par Phys Rev Lett et Europhys. Lett. L'affaire a été totalement gérée par Yves Garrabos qui détient les rapports. On a cherché à le réécrire complètement plusieurs fois entre 2000 et 2006, puis a été poster dans la banque ArXive. Y. Garrabos, P. Evesque, F. Palencia, C. Lecoutre & D. Beysens, "Coherent behavior of balls in a vibrated box" ArXive: **cond-mat/0611613**

J'en ai aussi écrit une autre version, plus succincte. 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, pour ISPS 2004 (Toronto- 23-27 may 2004); parue dans Microgravity sci. technol. XVI-1, 280-284 (2005) .

On s'est servi de ces résultats pour publier étalonner une méthode expérimentale de mesure du coefficient de restitution bille/plaque, sans rotation de la bille.(cf. 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) ).

**Article par M. Leconte, P. Evesque, "Maxwell demon in Granular gas: a new kind of bifurcation? The hypercritical bifurcation" à été soumis à Phys. Rev. E, en Oct 2006; Phys. Rev. E, Submitted to (Oct 2006); et refusé par Phys. Rev.**

Nous (M.Leconte) n'avons pas conservé les rapports. Il est maintenant publié dans ArXive: M. Leconte, P. Evesque, "Maxwell demon in Granular gas: a new kind of bifurcation? The hypercritical bifurcation", ArXive: physics/0609204

### **Autres Articles de Poudres & Grains**

Beaucoup d'articles de Poudres & Grains ont été rédigé directement pour cette revue; Certains ont eu des critiques positives, que je n'ai pas mentionnée; peu on fait l'objet de rapports négatifs, et ceux ci ont été publiés à ma connaissance. Par ailleurs, j'ai présenté plusieurs fois ces articles aux congrès et demandé officiellement leur critique.

# Maxwell demon in Granular gas: a new kind of bifurcation? The hypercritical bifurcation

M. Leconte, P. Evesque

*Laboratoire MSSMat, École Centrale Paris, UMR 8579 CNRS,  
Grande voie des vignes, 92295 Chatenay-Malabry, France.*

This paper starts with the investigation of the behaviour of a set of two subsystems which are able to exchange some internal quantity according to a given flux function. It is found that this system exhibit a bifurcation when the flux passes through a maximum and that its kind (super-critical/sub-critical) depends on the dissymmetry of the flux function near the maximum. It is also found a new kind of bifurcation when the flux function is symmetric: we call it hypercritical bifurcation because it generates much stronger fluctuations than the super-critical one. The effect of a white noise is then investigated. We show that an experimental set-up, leading to the Maxwell demon in granular gas, displays all these kinds of bifurcation, just by changing the parameters of excitation. It means that this system is much less simple as it was thought.

## I. INTRODUCTION

The theory of dynamical systems is a general field of research which has many applications in different areas, including fluid dynamics [1], population dynamics [2] or chemical reaction [3] among others. The idea of this field is to connect physical problems which are completely different and which pertain in different areas, just because they are driven by a similar set of equations. Due to this, a solution obtained in one case can be applied to the other domains, just by settling the analogy. But to be correct, the method requires to settle the correct analogy, i.e. the correct change of variables and boundary conditions, which needs in turn some rigour. One of the key issue in these problems is the determination of the stationary states, their stability (attractors), the dimension of the stable subspace ... Also one can ask how the solutions evolve when applying different constraints on the system. This means to study the variation of the set of attractors as a function of external conditions to determine some possible bifurcation. The way to proceed is well known and it is possible to characterise the transition between different stationary states thanks to the bifurcation theory [4, 5, 6]. This latter allows to describe the dependence of a stationary state with respect to some experimental parameters for instance. It has then been pointed out that a single stationary state may evolve to two or more stationary states as a control parameter changes. This has led to study the well-known (super-)critical and sub-critical bifurcations for instance. However, it is also possible that a stationary state evolves and splits into a continuous set of stationary states but this has not been studied yet. Nevertheless, as we demonstrate in this paper with a specific and simple example, this latter kind of bifurcation. We will even show experimentally a simple example where all these different types of bifurcations can occur, i.e. super-critical and sub-critical, plus the hypercritical one. In this case, this last one will occur when the system jumps from one kind of bifurcation to the other kind. We will firstly present the theoretical approach. Then we will present the classical experiment of the “Maxwell demon in granular gas”. And we will prove that this experiment can be used to study all these three type of bifurcation. In turn, it demonstrates that this experiment is much less simple than it was thought, and that the published explanations are not complete.

We will start the paper with the theoretical analysis. To simplify the concepts, we consider a system made of two point-like subsystems exchanging a part of some physical quantity. This quantity is an internal property of extensive nature. And we investigate its dynamics. We will focus on a case where the exchange is driven by the flux functions of each subsystems. Each flux function will be assumed to depend only on the content of each subsystem (i.e. it does not depend on the other subsystem).

When both subsystems are submitted to the same external conditions, one expects that both flux functions are identical. A steady state corresponds to an equilibrium state if it is stable. When the flux function has a maximum, multiple equilibrium states can exist. So, a bifurcation occurs when the control parameter allows the flux to evolve and pass through the maximum. The kind of bifurcation depends drastically on the shape of the flux curve. We will see that a new kind of bifurcation, called hypercritical, can be found with some special constraints on the shape of the flux function. It corresponds to the case when a unique attractor degenerates into a subspace of dimension  $d_A$  larger than 0. This generates an indeterminacy at some precise value of the constraints. Apart from this precise constraint, either a single attractor or a set of two attractors exist. The case which will be studied here is the case  $d_A = 1$  but larger dimension of subset could be envisaged ( $d_A = 2, 3$ ) or fractal subsets too  $d_A > 0$ . Most of the analysis will use a continuum approach. However, at the end of the theoretical part the effect of noise will be introduced; this one can be due to the “granular” nature of the extensive quantity. When this noise is taken into account, the kind of bifurcation is particularly ticklish to display and the set of the two subsystems undergoes a diffusion-like process,

which may be solved using a Langevin's formalism. This diffusion process may broaden the "point-like" attractor when the attractor is unique, or when the attraction of the attractors is large compared to the noise agitation when there are more than one attractor. In this case the steady state expands over a given volume of the phase space. But the noise can also generate repeated jumps between the set of attractors when attractors are discrete in this last case, or even provoke a diffusion among a continuous or discrete set of possible attractors. All these configurations will be considered.

In the last part, the paper will revisit the problem of the Maxwell's demon in granular matter, which can be stated as follows: consider two halve-containers containing few grains each and connected by a lateral hole. The system is vibrated and the grains are agitated so that they can pass from one container to the other one alternately. In practise one should expect an equi-repartition. However this one is ensured only when the vibration excitation is large enough, but when the excitation becomes too small and the dissipation is large enough, one observes that a container is more filled than the other. This occurs because the larger dissipation in the more filled container reduces the agitation of the grains and the probability of these ones to escape, while the smaller dissipation in the second container increases the speed of the grains in this box and favoured the transfer to the other box. The present experiment will use a single vibrated container containing some grains, and in which a hole has been drilled on a side to allow grains to escape. This will allow to measure the flux function  $J$  of grains going out from the box as a function of the number  $N$  of grains in the container. We will see that the measured flux functions let predict the existence of an hypercritical bifurcation for some range of parameters. As this result was not found by previous experiments, numerical simulations and theoretical approaches, it proves that the problem was not properly settled and that the correct equations are still not given. This proves that much work remains to be performed on granular materials and that much care has to be taken to settle correct analogies.

The paper is built as follow: Section II presents the general issue, the equations which rule the evolution of the system and the equilibrium condition for which the internal quantity in each subsystem remains constant. Section III presents an analysis of the bifurcation problem occurring when the internal quantity maximises the flux function. The hypercritical bifurcation is defined and the condition of its occurrence characterised. The effect of noise is also discussed. Finally, section IV is devoted to a convenient experiment to study the so called "Maxwell's demon phenomenon in granular matter" presented above. The paper is concluded in section V.

## II. PRELIMINARIES

Consider two subsystems, left and right ( $l, r$ ), each characterised by an internal extensive quantity,  $x_l$  and  $x_r$  and submitted to a set of external conditions,  $y_l^{(i)}$  and  $y_r^{(i)}$ . We assume first that the set of the two subsystems is closed such that:

$$x_r + x_l = x_{tot} = 2x_0 = cste. \quad (1)$$

Also the exchange between the two subsystems is ruled thanks to two flux functions,  $J_l$  and  $J_r$  associated to each subsystem. These flows are assumed to depend on the external parameters,  $y_l^{(i)}$  or  $y_r^{(i)}$ , applied to each container and on its content  $x_l$  or  $x_r$  only. Thus, this paper aims at describing the evolution of such subsystems, at finding if stationary or equilibrium states exist, if they are stable (equilibrium states) or not and at studying the possibility of exhibiting some bifurcations when external parameters,  $y_l^{(i)}$  or  $y_r^{(i)}$ , evolve.

As an example, one can consider the "granular Maxwell demon" [7, 8] where two containers connected by a slit are vibrated. These containers are partially filled with macroscopic particles and can exchange some particles across the slit. Here, the internal quantities are the number of particles in each box while the external conditions are the dimension of each box, the position and size of the slit, the frequencies and amplitudes of vibration for each box, the gravity and so on. In this peculiar case, it is known that particles equipartition is observed for intense enough vibration, but that it breaks at small enough vibration excitation, displaying a threshold and a bifurcation.

Coming back to the more general case, the time evolution of the system is given by the time evolution of  $x_l$  and  $x_r$  which writes:

$$\frac{dx_l}{dt} = J_r(x_r) - J_l(x_l). \quad (2)$$

And equation (1) imposes:

$$\frac{dx_r}{dt} = -\frac{dx_l}{dt}. \quad (3)$$



Both subsystems are stationary (and then in equilibrium but not always stable) if  $\frac{dx_{l,r}}{dt} = 0$ , which imposes in turn that their flux are equal:

$$J_l(x_l) = J_r(x_r). \quad (4)$$

One has now to determine whether this steady/equilibrium state  $(x_{l,0}, x_{r,0})$  is stable or not. It is stable if any small perturbation  $\delta x$  of  $x_{l,0}$  and  $x_{r,0}$  (i.e.  $x_l = x_{l,0} + \delta x$  and  $x_r = x_{r,0} - \delta x$ ) decreases spontaneously with time. It is unstable on the contrary. A first order expansion gives:

$$\frac{d(x_{l,0} + \delta x)}{dt} = J_r(x_{r,0} - \delta x) - J_l(x_{l,0} + \delta x), \quad (5)$$

$$\Rightarrow \frac{d\delta x}{dt} \approx -\delta x \left[ \frac{dJ_r}{dx}(x_{r,0}) + \frac{dJ_l}{dx}(x_{l,0}) \right], \quad (6)$$

$$\Rightarrow \frac{d\delta x}{dt} \approx -\alpha \delta x. \quad (7)$$

Where  $\alpha = \frac{dJ_r}{dx}(x_{r,0}) + \frac{dJ_l}{dx}(x_{l,0})$ . Consequently, a steady/equilibrium state is stable when  $\alpha > 0$  and unstable when  $\alpha < 0$ .

For the sake of simplicity, we will limit hereafter the formulation to two systems with some symmetries, but generalisation is straightforward. So, we will assume that both systems are identical (same size, slit at the same position, ...) and are submitted to equivalent external conditions. It means in particular that  $J_l$  and  $J_r$  depend only on  $x_l$  and  $x_r$  respectively and on a unique set of external conditions. This imposes also that  $J_l(x) = J_r(x) = J(x)$ . One would like now to know if a stable equilibrium state can become unstable when varying a control parameter. This leads to determine under which condition a bifurcation could occur and which kind of bifurcation could be obtained from this formalism.

### III. BIFURCATION ANALYSIS

#### A. Classical analysis

Let us assume that the two subsystems contain both  $x_0$  initially. From equation (3) and according to equation (4), as soon as the two subsystems are identical and are submitted to the same constraints, the state defined by  $x_l = x_r = x_0$  is a steady state. According to equation (7), this state remains stable as long as the first derivative of  $J$  at  $x_{l,r}$  is positive that is, as long as  $J$  increases with  $x$  at  $x_0$ . This solution becomes unstable as soon as  $J$  starts decreasing. In this case, a new solution has to be found which satisfies  $x_l + x_r = 2x_0 = \text{cste}$  and  $J(x_l) - J(x_r) = 0$ . This is the jump from the unique solution to the set of two different solutions which will interest us during this section. It occurs when  $dJ/dx$  passes through 0.

Generally, as  $J$  is an outgoing flux, one expects that  $J$  increases at small  $x$  starting from  $J(0) = 0$ . So, the jump/bifurcation occurs when  $J$  passes through a maximum. However, it may occurs that  $J$  starts from a non null value and passes through a minimum in some cases but the analysis is similar to the one made in the following when  $J$  increases at small  $x$ .

Note also that we will consider in this paper only the flux function for which the first derivative could cancel at most one time and the case where  $J$  is infinitely derivable.

So, turning back to the most probable case for which  $J$  increases at small enough  $x$ , i.e.  $\frac{dJ}{dx} > 0$  at small  $x$ , it means that a transition occurs when the flux function reaches its maximum value  $J(x_m)$ . This leads to study and determine the kind of bifurcation which occurs around  $x_{l,r} = x_m$ . The parameter  $v$  which controls the distance to the threshold is  $v = x_l + x_r - 2x_m$  and can be used to study the bifurcation nature. In this case, the preserved quantity  $x_l + x_r$  writes  $x_l + x_r = 2x_m + v$ . It is also convenient to introduce the asymmetry parameter  $u = x_l - x_r$  as the order parameter. So writing  $J$  as a function of the distance to the maximum and using a Taylor expansion, one obtains:

$$\begin{aligned} J(x_l - x_m) &= J(x_m) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(x_l - x_m)^k}{k!} \frac{d^k J}{dx^k}(x_m), \\ J(x_r - x_m) &= J(x_m) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(x_r - x_m)^k}{k!} \frac{d^k J}{dx^k}(x_m). \end{aligned} \quad (8)$$

We use the notation hereafter  $J^{(k)}(x_m) = \frac{d^k J}{dx^k}(x_m)$ . By hypothesis,  $J^{(2)}(x_m) = \frac{d^2 J}{dx^2}(x_m) < 0$  and  $J^{(1)}(x_m) = \frac{dJ}{dx}(x_m) = 0$  is the bifurcation threshold.

So, using the change of variable:

$$\frac{u+v}{2} = x_l - x_m, \quad (9)$$

$$\frac{v-u}{2} = x_r - x_m. \quad (10)$$

The dynamics equations becomes at third order:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -u \left( vJ^{(2)}(x_m) + \frac{v^2}{4}J^{(3)}(x_m) + \dots \right) \\ &\quad - u^3 \left( \frac{1}{12}J^{(3)}(x_m) + \dots \right) + \dots \\ \frac{dv}{dt} &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

$J^{(1)}(x_m) = 0$  and  $J^{(2)}(x_m) < 0$  by hypothesis.

The solution of equations (11) at first order is:

$$u(t) \sim \exp(-vJ^{(2)}(x_m)t). \quad (12)$$

As  $J^{(2)}(x_m) < 0$ , the solution defined by equation (12) is stable for  $v < 0$  and unstable for  $v > 0$  and one deduces the typical time  $\tau$  of evolution  $\tau = (vJ^{(2)}(x_m))^{-1}$ . It is worth noting that  $\tau$  tends to infinity as  $v$  tends to 0. This is the so-called “critical slowing down” and it means that the equilibrium needs an infinite time to be reached. To get the correct time behaviour at  $v = 0$ , one shall expand equation (11) to higher order in  $u$ . This leads to a power law relaxation instead of an exponential one.

A stationary state corresponds to  $\frac{du}{dt} = 0$ . Thus, a solution to equation (11) with  $\frac{du}{dt} = 0$  is:

$$u = 0. \quad (13)$$

As already told, this solution is stable if  $v < 0$  and unstable if  $v > 0$ . It means that  $x_l = x_r$  is a stable equilibrium state as long as  $x_l + x_r < 2x_m$ . So, when  $v > 0$  the solution  $u = 0$  is unstable. To get the behaviour, one has to take account for higher order term in the development.

### 1. Case $J^{(1)}(x_m) = 0$ , $J^{(2)}(x_m) < 0$ , $J^{(3)}(x_m) > 0$

Limiting to the third order, this gives two new solutions for equation (11) when  $J^{(3)}(x_m) > 0$  and  $v > 0$ :

$$\begin{aligned} u_{\pm} &= \pm \left( -v \frac{J^{(2)}(x_m) + \dots}{\frac{1}{12}J^{(3)}(x_m) + \dots} \right)^{1/2}, \\ &= \pm \sqrt{\mu}. \end{aligned} \quad (14)$$

One can show that these solutions are stable. As the two new solutions do not exist at  $v < 0$ , the bifurcation is the one described in figure 1, with a parabolic branching at  $v > 0$ . This is characteristic of a super-critical fork bifurcation (because the new solutions are stable). In the present case, it occurs at  $J^{(1)}(x_m) = 0$ , with  $J^{(2)}(x_m) < 0$  and  $J^{(3)}(x_m) > 0$ .

The two solutions appear also when  $J^{(3)}(x_m) > 0$  and  $v < 0$  but this case will be studied later. Let us simply mentioned that they are unstable.

To conclude with the case  $\{J^{(1)}(x_m) = 0, J^{(2)}(x_m) < 0, J^{(3)}(x_m) > 0\}$ , when  $v$  increases from  $v < 0$  to  $v > 0$ , the solution  $x_l = x_r$  then breaks following a super-critical bifurcation with two symmetric and stable solutions  $u_{\pm}$  shown on Figure 1. Figure 2 shows a typical shape of  $J$  when  $J^{(2)}(x_m) < 0$  and  $J^{(3)}(x_m) > 0$ . It is characterised by a left wing steeper than the right wing. This allows the  $x$  position of the middle of an horizontal secant at given  $J$  to increase as  $J$  decreases, which is the requirement to get the super-critical bifurcation. Indeed, in the case  $2x > 2x_m$ , any steady solution above  $x_m$  requires to find two solutions  $x_1$  and  $x_2$ , such as  $J(x_1) = J(x_2)$  and  $x_1 + x_2 = 2x > 2x_m$ . Such a possibility exists only if the middle of the horizontal secant at a given  $J$  increases when  $J$  decreases. This is also what  $J^{(3)}(x_m) > 0$  means when  $J^{(1)}(x_m) = 0$  and  $J^{(2)}(x_m) < 0$ .

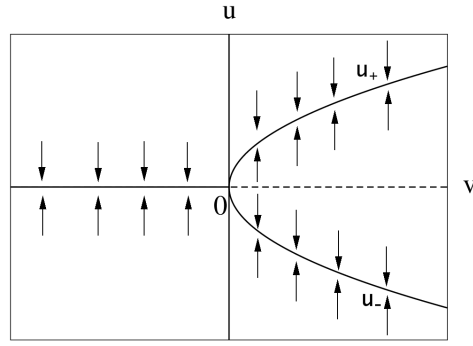


FIG. 1: Solutions of equations (11) for  $J^{(3)}(x_m) > 0$ . Full lines show the stable solution while dashed line shows the unstable ones. Arrows describe the time evolution of a perturbation  $\delta u$ . Super-critical bifurcation when  $v$  becomes positive.

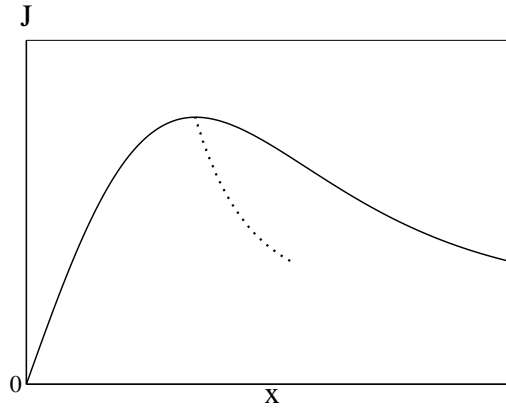


FIG. 2: An example of the shape for  $J$  corresponding to a super-critical bifurcation (i.e. with  $J^{(3)}(x_m) > 0$ ). The right wing shall be broader than the left wing. The dashed line is the location of the middle of horizontal secant.

## 2. Case $J^{(1)}(x_m) = 0$ , $J^{(2)}(x_m) < 0$ , $J^{(3)}(x_m) < 0$

When  $J^{(3)}(x_m) < 0$ , there is no solution to equation (11) with  $\frac{du}{dt} = 0$  for  $v > 0$ . This is due to the fact that the position  $x_{mid}$  of the middle of the secant at a given  $J$  increases with  $J$  when the right wing of the  $J$  curve is steeper than the left one, as it is exemplified in Figure 4. So, to get a solution one shall expand equation (8) at higher order in the vicinity of  $v = 0$  in equation (2). Furthermore, owing to the fact that the dynamics of the system is controlled by the subtraction of two flows, the  $u^4$  term cancels (as the  $u^2$  term had disappeared in equation (11)) and one shall develop to fifth order.

Using the change of variable ((9) and (10)) and applying these expansions lead to the following dynamics equation:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} = & -u \left( vJ^{(2)}(x_m) + \frac{v^2}{4}J^{(3)}(x_m) + \frac{v^3}{24}J^{(4)}(x_m) + \frac{v^4}{192}J^{(5)}(x_m) + \dots \right) \\ & -u^3 \left( \frac{1}{12}J^{(3)}(x_m) + \frac{v}{24}J^{(4)}(x_m) + \frac{v^2}{96}J^{(5)}(x_m) + \dots \right) \\ & -u^5 \left( \frac{1}{960}J^{(5)}(x_m) + \dots \right) + \dots \end{aligned} \quad (15)$$

A possible stationary state ( $\frac{du}{dt} = 0$ ) of equation (15) is  $u = 0$  but it is only stable if  $v < 0$  in the vicinity of  $v = 0$ . It is unstable for  $v > 0$ . The other possible solutions are symmetric compared to  $u = 0$ . Furthermore, equation (15) with

$\frac{du}{dt} = 0$  accepts three solutions when  $v > 0$  (two stable and one unstable), five solutions in the range  $v \in [v_{min} < 0; 0]$  (three stable and two unstable) and one stable solution when  $v < v_{min}$ .

A typical example of such a case is displayed on Figure 3. An example of curve  $J$  corresponding to this bifurcation is displayed on Figure 4. It is characterised by a right wing steeper than the left wing, as explained previously, and by the position  $x$  of the middle of a horizontal secant that increases when  $J$  increases beyond a value depending on its shape.

So, when  $v < v_{min}$ ,  $u = 0$  is the only (stable) solution. Then, when  $v \in [v_{min} < 0; 0]$ , the solution  $u = 0$  remains stable but there are also two other stable solutions, both are separated from the  $u = 0$  solution by an unstable solution. This is typical of multistable state, which is known to lead to hysteresis. When  $v > 0$ ,  $u = 0$  is now an unstable solution and the two symmetric solutions  $u_{\pm}$  are the two stable solutions. Hysteresis occurs as follows: we start with  $u = 0$  at  $v < v_{min}$ . So, increasing slowly  $v$  from  $v < v_{min}$ , let the solution  $u = 0$  unchanged, then increasing  $v$  above  $v = 0$  forces the jump of  $u = 0$  to  $u_+$  or  $u_-$  when  $v$  becomes positive. Now, decreasing slowly  $v$  from above 0 to below  $v < v_{min}$  the solution  $u_+$  or  $u_-$  evolves slowly till  $v$  reaches  $v < v_{min}$  where  $u$  jumps to  $u = 0$ . This hysteretic behaviour is typical of a sub-critical bifurcation.

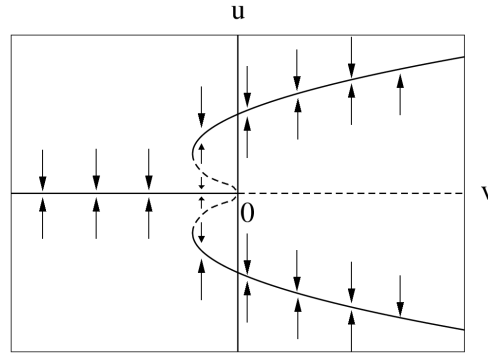


FIG. 3: Solutions of equations (11) for  $J^{(3)}(x_m) < 0$ . Full lines show the stable solutions while dashed lines show the unstable ones. Arrows indicate the spontaneous direction of motion of a perturbation  $\delta u$ . This is typical of a sub-critical bifurcation.

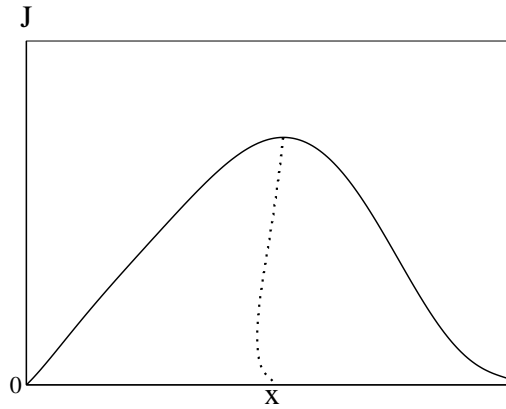


FIG. 4: Typical shape of  $J$  leading to a sub-critical bifurcation (with  $J^{(3)}(x_m) < 0$ ). The dashed line corresponds to the location of the middle of horizontal secant.

For  $v = 0$ , that is  $x_l + x_r = 2x_m = x_{tot}$ , the dynamics equation writes:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{u^3}{12}J^{(3)}(x_m) - \frac{u^5}{960}J^{(5)}(x_m) + \dots \quad (16)$$

The dynamics is controlled by  $J^{(3)}(x_m)$  and  $J^{(5)}(x_m)$ . Return to equilibrium is no more an exponential decrease but a power law. The steady solutions of equation (16) writes at first order:

$$u = 0, \quad (17)$$

$$u_{\pm} = \pm \left[ -80J^{(3)}(x_m) \left( J^{(5)}(x_m) \right)^{-1} \right]^{1/2} \quad (18)$$

if,  $J^{(3)}(x_m)J^{(5)}(x_m) < 0$ .

Their stability depends on the third and fifth derivative of  $J$  at  $x_m$ . Finally, the comparison of Figures 2 and 4 shows that the symmetry of  $J$  plays an important role on the bifurcation behaviour.

### 3. Symmetric flux function: $J(x_m - x) = J(x_m + x)$

A special attention has then to be paid to the case of a symmetric  $J$ , i.e. with two symmetric wings, which implies  $J^{(k)}(x_m) = 0$  for all odd  $k$ . The dynamics equation writes at fourth order in such a case:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} = & -uv \left( J^{(2)}(x_m) + \frac{v^2}{24} J^{(4)}(x_m) \right) \\ & - u^3 \frac{v}{24} J^{(4)}(x_m) + \dots \end{aligned} \quad (19)$$

Where  $J^{(2)}(x_m) < 0$ .

Let us first neglect the higher order terms  $J^{(4)}(x_m) \dots$ , and consider the problem near  $v = 0$ . As  $J^{(2)}(x_m) < 0$ , the solution  $u = 0$  is stable for  $v < 0$  and unstable for  $v > 0$ .

So, at  $v = 0$ , there is a continuous set of equilibrium states, since  $\frac{du}{dt} = 0$  whatever  $u$ . So, all initial states are equilibrium states: keeping  $v = 0$ , and starting from any definite state  $u = u_0$ ,  $u_0$  is a steady state. Suppose now that the system passes spontaneously to  $u_1$  due to some perturbation, in this case the new  $u_1$  state also is the new steady state and the system will be fully driven by perturbation or uncontrolled noise that generates transition from  $u_0$  to  $u_1$ .

As we will see, such a bifurcation trend is important because it leads to generate extremely large fluctuation, larger than a critical bifurcation. We can then call this bifurcation an hypercritical bifurcation. Its diagram is displayed on Figure 5. Figure 6 shows typical functions  $J$  which give rise to a hypercritical bifurcation, with the vertical dotted line representing the location of the middles of horizontal secant.

This bifurcation is particularly interesting from an experimental point of view because its dynamics is completely driven by the existing noise, and because any extensive quantity is subject to noise due to the discreteness of nature at some microscopic finite scale. Indeed, no matter some mechanism exists to absorb any perturbation or to make the perturbation grow, the system is then entirely driven by the noise when it is at this working point even if it covers only equilibrium states.

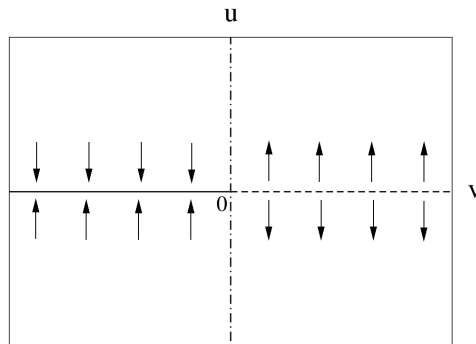


FIG. 5: Solutions of equations (11) for  $v = 0$  and  $du/dt = 0$  for all  $u$ . Full line shows the stable solution while dashed line shows the unstable ones. The dot-dashed line shows the set of solutions which are neither stable nor unstable. Arrows indicate the spontaneous direction of motion of a perturbation  $\delta u$ . Hypercritical bifurcation.

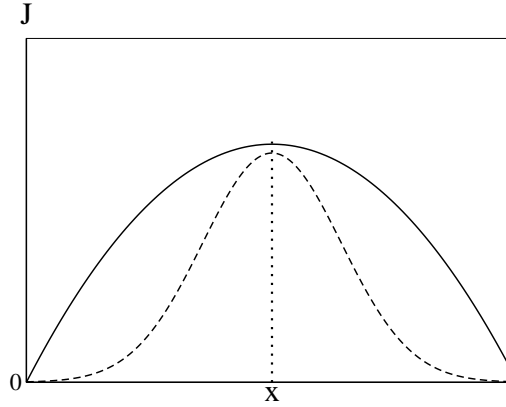


FIG. 6: Two examples of the shape of  $J$  corresponding to a hypercritical bifurcation when  $v = 0$ . The curves are symmetric with respect to the maximum of  $J$ ,  $J(x_m)$ . The dashed line is the location of the middle of horizontal secant.

Does it mean that the dynamics of the system at  $v = 0$  is a simple diffusion on the  $u$  axis? Not completely, because the fluctuations that generate the motion in the  $u$  direction may have specific characteristics that make the system more complex. For instance, even in the case of a random process imposed by discrete nature of the flux, as the noise is often linked to the square root of the magnitude of the flux, one shall expect already that the diffusion coefficient shall depend on the value of  $u$ , because the value of  $J$  depends on  $u$  (see Figure 6).

Since  $J(0) = 0$ ,  $J(2x_m) = 0$  and the flux becomes negative when  $v > 0$ . This is why figure 5 does not exhibit solution for  $v > 0$ . However such solutions may appear in this hyper-critical bifurcation if some dissymmetry of  $J$  is introduced at large  $v$  only, i.e. above  $x = 2x_m - a$  with  $a$  being small compared to  $x_m$ , so that one will find a solution for  $v > 0$ . This requires of course that  $J(x)$  remains positive for all  $x > 2x_m - a$  and tends to 0 as  $x$  tends to infinity.

#### 4. Slightly dissymmetric flux function

If the flux function is slightly dissymmetric in the range  $[0; 2x_m]$ , that is, if some of the odd derivatives at  $x = x_m$  are not null beyond order  $2k + 1 > 5$ , the bifurcation is not hypercritical *stricto sensu*. It means that a solution may be given. However this would require a large/infinite precision especially in the vicinity of  $v = 0$  to maintain its state at the predicted value. On the contrary, let us assume some existing intrinsic fluctuations. It means that the system may explore different states with time, and the wider the range explored the nearer from the symmetry the  $J$  function. This is because the dissymmetry of the  $J$  curve is linked to the derivatives of small order  $(2k + 1)$  at the maximum. So, one may expect that in the vicinity of  $v = 0$ , the larger the order  $k$  for which  $J^{(2k+1)}(x_m)$  is non null, and/or the smaller the  $J^{(2k+1)}(x_m)$  the wider the range of  $u$  over which the system may spread due to fluctuations. It is then quite important to include the effect of fluctuations in the dynamics to treat correctly the problem. This will be done in the next sub-section.

### B. Effect of the noise

The previous section was devoted to the bifurcation analysis when symmetry breaks. Expected behaviour has been described without taking into account any noise and it has been found that the kind of bifurcation depends strongly on some detail of the shape of the flux function. This makes the solution sensitive to tiny details. On the other hand, it is experimentally impossible to completely cancel the noise. So, one has then to introduce it to describe properly the physics in the vicinity of the bifurcation.

Among the questions to answer, one would like to know if the system is able to jump spontaneously from a stable solution to an other one just because of the existing noise.

This depends probably on the distance between the stable solutions and on the intensity of the noise. One can also ask how the system explores the space of stable configurations in the case of a continuous set of stable states, or how far from a stable state the system can be when it is driven by a noise of given amplitude. These questions can be addressed thanks to the computation of the fluctuation of  $x$  around a stable solution. But this requires also to model the action of the noise.

Let us start with the last problem and consider a stable state  $(x_l; x_r)$  and some perturbation  $\delta x$ , i.e.  $(x_l + \delta x, x_r - \delta x)$ . Without perturbation, its dynamics writes:

$$\frac{dx_l}{dt} = J(x_r) - J(x_l) = 0. \quad (20)$$

Let us slightly perturb this equation and use a Taylor expansion at first order:

$$\frac{d(x_l + \delta x)}{dt} = J(x_r - \delta x) - J(x_l + \delta x), \quad (21)$$

$$\Leftrightarrow \frac{d\delta x}{dt} \approx -\delta x \left( J^{(1)}(x_l) + J^{(1)}(x_r) \right),$$

$$\Leftrightarrow \frac{d\delta x}{dt} \approx -\alpha \delta x. \quad (22)$$

where we have used  $\alpha = J^{(1)}(x_l) + J^{(1)}(x_r) > 0$  (because it is a stable state) and  $J(x_l) = J(x_r)$ .

Let us submit this system to some random white noise of amplitude  $\varepsilon(t)$ , of zero mean and of variance  $\sigma_\varepsilon^2$ , the system obeys to a Langevin-like equation [9]:

$$\frac{d\delta x}{dt} \approx -\alpha \delta x + \varepsilon(t). \quad (23)$$

A characteristic time is the time  $\tau_c$  for the system to exchange a “particle” (or quantum) of the extensive quantity  $x$ :  $\tau_c = \frac{1}{J(x_l) + J(x_r)}$ . Assuming that  $t$  is always much larger than the time for  $x_l$  and  $x_r$  to exchange one particle,  $t \gg \tau_c = \frac{1}{J(x_l) + J(x_r)}$ , equation (23) can be solved following the classic procedure as in the case of a Langevin equation and find the variance  $\sigma_{\delta x}^2$  of  $\delta x$ , as a function of the variance of the noise,  $\sigma_\varepsilon^2$  [9]. We start from the general form of the solution of equation (23):

$$\delta x(t) = \delta x(0)e^{-\alpha t} + \int_0^t e^{-\alpha(t-t')} \varepsilon(t') dt'. \quad (24)$$

As the noise  $\varepsilon$  is a zero-mean random variable,  $\langle \varepsilon(t) \rangle = 0$ , the expectation of  $\delta x$  writes:

$$\langle \delta x(t) \rangle = \delta x(0)e^{-\alpha t}. \quad (25)$$

So, the perturbation damps, in average, from any (small) initial value with a typical time  $\tau$ :

$$\tau = \frac{1}{\alpha}. \quad (26)$$

Considering now the variance of  $\delta x$  around a stable position, it is defined as:

$$\sigma_{\delta x}^2 = \langle \delta x(t)^2 \rangle - \langle \delta x(t) \rangle^2. \quad (27)$$

Using the square of equation (24), one obtains:

$$\sigma_{\delta x}^2 = \int_0^t dt' \int_0^t \langle \varepsilon(t') \varepsilon(t'') \rangle e^{-\alpha(t-t')} e^{-(t'-t'')} dt''. \quad (28)$$

As  $\varepsilon$  is a white noise, one finds:

$$\sigma_{\delta x}^2 = \frac{\sigma_\varepsilon^2}{2\alpha} (1 - \exp(-2\alpha t)). \quad (29)$$

So, when  $t = 0$ , the variance is null because  $\delta x(0)$  is known exactly. As  $t$  increases from 0,  $\sigma_{\delta x}$  starts to grow as the square root of time under the effect of the noise. At larger time, the standart deviation saturates and reaches  $\sigma_\varepsilon / \sqrt{2\alpha}$ .

Note that, we shall only consider the case where  $\sigma_{\delta x}$  is small since  $\alpha = cste$  requires essentially  $\delta x$  to be small.

So, one obtains:

$$\sigma_{\delta x}^2 = \sigma_\varepsilon^2 t, \quad (30)$$

if  $\tau_c \ll t \ll \alpha^{-1}$ . The width of the distribution of  $\delta x$  then spreads like  $\sqrt{t}$  as in a diffusion process until  $t \approx \alpha^{-1}$ . As  $t \gg \alpha^{-1}$ , the width of the distribution of  $\delta x$  around a stable position is

$$\sigma_{\delta x} = \frac{\sigma_\varepsilon}{\sqrt{2\alpha}}. \quad (31)$$

### 1. In the vicinity of the bifurcation

Let us assume that the stable state of equilibrium is in the vicinity of  $x_m$ . If  $x_l$  and  $x_r$  are close to  $x_m$  such that  $J$  is almost constant, then  $J(x_l) \approx J(x_r)$  and  $\alpha \approx cste \ll 1$ , one obtains (when  $t \ll \alpha^{-1}$ ):

$$\sigma_{\delta x}^2 \approx \sigma_\varepsilon^2 t. \quad (32)$$

$\delta x$  undergoes a diffusion process and nothing prevents from the spreading of the perturbation as long as  $\delta x$  is small enough, that is, as long as  $\sigma_{\delta x}$  is smaller than the size of the region where  $\alpha \ll 1$ . In this case, the diffusion coefficient writes  $D = \sigma_\varepsilon^2/2$ . The time needed by the perturbation to reach any small distance  $d$  from an initial position is:

$$t_d \approx \frac{d^2}{D} = \frac{2d^2}{\sigma_\varepsilon^2}. \quad (33)$$

So, if two stable states are close enough, the system will pass from one stable state to the other with a frequency equal to  $\sigma_\varepsilon^2/2d^2$ . diffusion has then two effects: the broadening of each steady state and the jump from one steady state to the other.

In the case of a supercritical bifurcation, we may try to define when the two "steady" states remain separated and detectable as such. It occurs when the standard-deviation (due to noise) of a single steady state (without noise) is smaller than the distance between the two steady states  $x_l = x_r = x_{tot}/2$  and  $x_m$ . As the standard deviation  $\sigma_{\delta x}$  is given by equation 31, it imposes:

$$\sigma_{\delta x}^2 = \frac{\sigma_\varepsilon^2}{2\alpha} < (x_m - x_l)^2. \quad (34)$$

With  $x_m - x_l = -v/2$  and  $\alpha = 2J^{(1)}(x_{l/r}) \approx \frac{1}{2}vJ^{(2)}(x_m)$ , one obtains:

$$\frac{\sigma_\varepsilon^2}{2vJ^{(2)}(x_m)} < \frac{v^2}{4}, \quad (35)$$

$$\Rightarrow \sigma_\varepsilon^2 < \frac{1}{2}v^3J^{(2)}(x_m). \quad (36)$$

If this inequality is not satisfied, the two branches of stable solutions in figure 2 can not be observed and the bifurcation is not detected as long as  $v$  is too small.

In the same way, when a subcritical bifurcation occurs, as displayed in figure 4, the jump from the single stable solution  $u = 0$  to one of the two others may occur before the maximum of the flux function, i.e. before  $v = 0$ , so that for strong enough noise or little subcriticality, the bifurcation may look as a supercritical one.

Finally, if one considers a hypercritical bifurcation, the flux function is symmetric with respect to its maximum,  $\alpha$  is always null and  $J(x_l) = J(x_r)$ . All the states are equilibrium ones and, because of the noise,  $x_l$  and  $x_r$  constantly fluctuates between all of them. As a conclusion the nature the noise can hide the true nature of the bifurcation.

### 2. Far from the bifurcation

On the other hand, if the stable state of equilibrium corresponds to different  $x_l$  and  $x_r$  such that  $\alpha \approx cste \gg 1$ , the variance  $\sigma_{\delta x}^2$  tends to a finite value:

$$\sigma_{\delta x}^2 \approx \sigma_\varepsilon^2/2\alpha. \quad (37)$$



It means that the spreading of  $\delta x$  due to the noise is balanced by the damping due to  $\alpha$ . Assuming that  $\alpha$  is constant,  $\delta x$  is a Gaussian random variable having the following probability density function:

$$f_{\delta x}(X) = \frac{1}{\sigma_{\delta x} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{X^2}{2\sigma_{\delta x}^2}}, \quad (38)$$

$$= \sqrt{\frac{\alpha}{\pi\sigma_\varepsilon^2}} e^{-\frac{\alpha X^2}{\sigma_\varepsilon^2}}. \quad (39)$$

The probability to jump from a stable solution to another one is the probability to have  $\delta x$  larger than the distance  $d$  from the initial stable state to the frontier of its basin of attraction. As  $\alpha$  has a damping effect, one expects that the probability for a jump to occur should decrease as  $\alpha$  increases. From equation (39), one can write this probability:

$$P(\delta x > d) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{2}\alpha d}{\sigma_\varepsilon} \right) \right], \quad (40)$$

where  $\operatorname{erf}(\cdot)$  denotes the error function and  $P(\delta x > d)$  decreases as  $\alpha$  increases as expected.

In fact, the latter result can be applied if a supercritical or a subcritical bifurcation has occurred and not after a hypercritical bifurcation. After a hypercritical bifurcation the only result one can write is that the life expectancy,  $t_l$ , of a stable state is proportional to the time needed by the noise to make the two boxes exchange one particle:

$$t_l \propto \frac{1}{\sigma_\varepsilon^2}, \quad (41)$$

$$\propto \frac{1}{J(x_l) + J(x_r)}. \quad (42)$$

So, as  $J(x_l) + J(x_r)$  tends to zero, the corresponding equilibrium state will be observed during a time much longer than the one for which  $J(x_l) + J(x_r)$  is large. Thus, from an experimental point of view, much attention has to be paid to the interpretation of the experimental results. Indeed, a state may be wrongly interpreted as a non equilibrium one if  $J(x_l) + J(x_r)$  is large.

#### IV. EXPERIMENTAL PART

A well-known experiment involving a system of two communicating containers partially filled with macroscopic spherical particles is the so-called granular “Maxwell demon”. When such compartments are shaken together at same frequency and amplitude, it has been often quoted that, under some circumstances, one compartment empties spontaneously in the other [7]. This symmetry breaking comes from the fact that the outgoing flux function is not monotonic as the number of particles increases: it first grows as the number of beads  $N$  increases and, as  $N > N_{max}$ , decreases because the dissipation becomes more important. Then, it seems to be a relevant experiment to test the prediction of the previous section. Note that this experiment has been studied in [8]. He used the equality of the outgoing flux from each box as the equilibrium condition, and a continuous model taking into account that the effective granular temperature decreases when the density of particles increases. He concludes that the symmetry breaking follows a second order phase transition. However, it has been pointed out that the Egger’s approach suffers some discrepancies with respect to experiments [10] and that a thermodynamics analogy to describe such a system is questionable [11]. An other approach has been proposed [12] when the size of the hole connecting both compartments is larger than the mean free path of the particles. It is based on the pressure balance between the two boxes and leads to the conclusion that beyond a critical value of the number of particles, the symmetry breaks spontaneously. Anyway, this surprising behaviour has motivated many experiments using mixtures of different particles, different boundaries conditions or different number of compartments for instance [13, 14, 15, 16]. But the influence of the experimental parameters on the shape of the flux function, and then on the kind of bifurcation leading to the symmetry breaking, has not yet been addressed.

In the present experiment, we study a granular Maxwell demon experiment using the outgoing flux function  $J$  to forecast what kind of transition occurs when the symmetry breaks. The control parameter is the number of particles  $N$  and the analysis is made for three different frequencies. We use a single vibrated box to measure  $J$  as a function of the number of particles  $N$  that it contains and of the frequency of excitation. Our analysis is based on the same equilibrium condition than the one used in [8], that is on the balance of the outgoing flux between the two compartments. Note that because the number of balls is discrete, there is an intrinsic noise in our experiments but

we will see that it is nevertheless possible to identify different bifurcations. It is also important to note that in the case of two vibrating boxes and if  $N$  is large enough, interactions between particles coming from one compartment to the other could occur in the vicinity of the route between the boxes. However, this latter would occur at much larger densities. It would lead in this case to a flux function depending on the number of particles in both boxes which is not our purpose here.

### A. Experimental apparatus

The experimental apparatus is shown on Figure 7. A single box of dimension  $L = 20\text{mm}$ ,  $H = 30\text{mm}$ ,  $l = 12\text{mm}$ , with a narrow slit on one side at height  $10\text{mm}$  and of width  $3\text{mm}$ , is partially filled with  $N \approx 680$  steel spheres of diameter  $1\text{mm}$ .

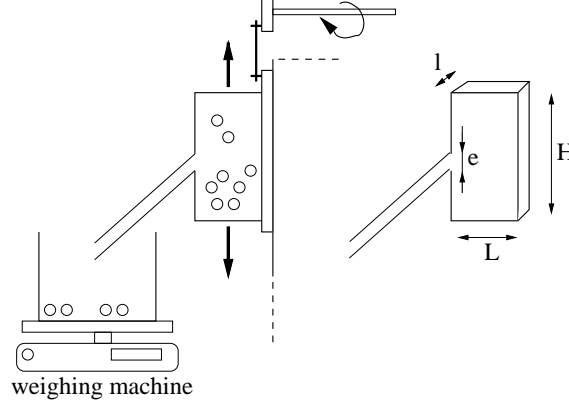


FIG. 7: Experimental apparatus.

The box is fixed on a sliding girder connected to a crankshaft and a rotating wheel. It allows to impose a linear oscillation to the box,  $A \sin(2\pi ft)$  where  $f$  and  $A$  are the frequency and the amplitude of the sinusoidal oscillation respectively:  $f \in [26\text{Hz} - 43\text{Hz}]$  and  $A = 1.25\text{ mm}$ . The mechanical device is mounted on a massive steel socle in order to avoid any perturbation.

The frequency is imposed with an electrical motor and controlled, during each experiment, thanks to a tachometer to measure the fluctuation of the frequency. The maximum amplitude of these fluctuations is smaller than 2% of the imposed frequency. When beads leave the vibrating compartment, a long tube bring them to a repository with a soft bottom such that grains do not bounce. The evolution of the mass of the content's repository is measured each 0.5s thanks to a weighing machine with a precision much less than  $10^{-3}g$  (which is the tool accuracy), because of parasite effect that includes mechanical vibration and ball collision with bottom. Data are then recorded with LabVIEW Software on a computer and smoothened. For a given frequency  $f$ , the outgoing flux  $J(t)$  is derived from the temporal mass evolution. This allows to finally plot  $J$  as a function of the number of beads,  $N$ , remaining in the vibrating box.

### B. Experimental results

Figure 8 shows the outgoing flux,  $J(N)$ , obtained for three imposed frequencies  $f = 26.7\text{Hz}$ ,  $33.3\text{Hz}$  and  $42.2\text{Hz}$ . Each plotted curve is the mean of several experiments. They all starts from  $J(0) = 0$ , increases until it reaches a maximum and then starts to decrease. This behaviour reminds us of the different shapes of flux function we studied in the previous section.

One can already note that Figure 8.a has a left wing steeper than the right wing and that 8.b displays a right wing steeper than the left one. So, if the experiments are described correctly by the model of the previous section and even with some noise, we may be tempted to conclude that the kind of bifurcation changes as the frequency of vibration increases.

Assuming a Gaussian white noise, the standard deviation (s.d.) is computed by multiplying the empirical s.d. with the 5%-quantile of the Student law with  $p$  degrees of liberty, where  $p$  is the number of experiments [17]. Indeed, it is a classical way to proceed when the number of experiments is small. As one can expect, at fixed frequency, the uncertainty is large when the flux is large. Note that three experiments have been made for  $f = 26.7\text{Hz}$  and nine

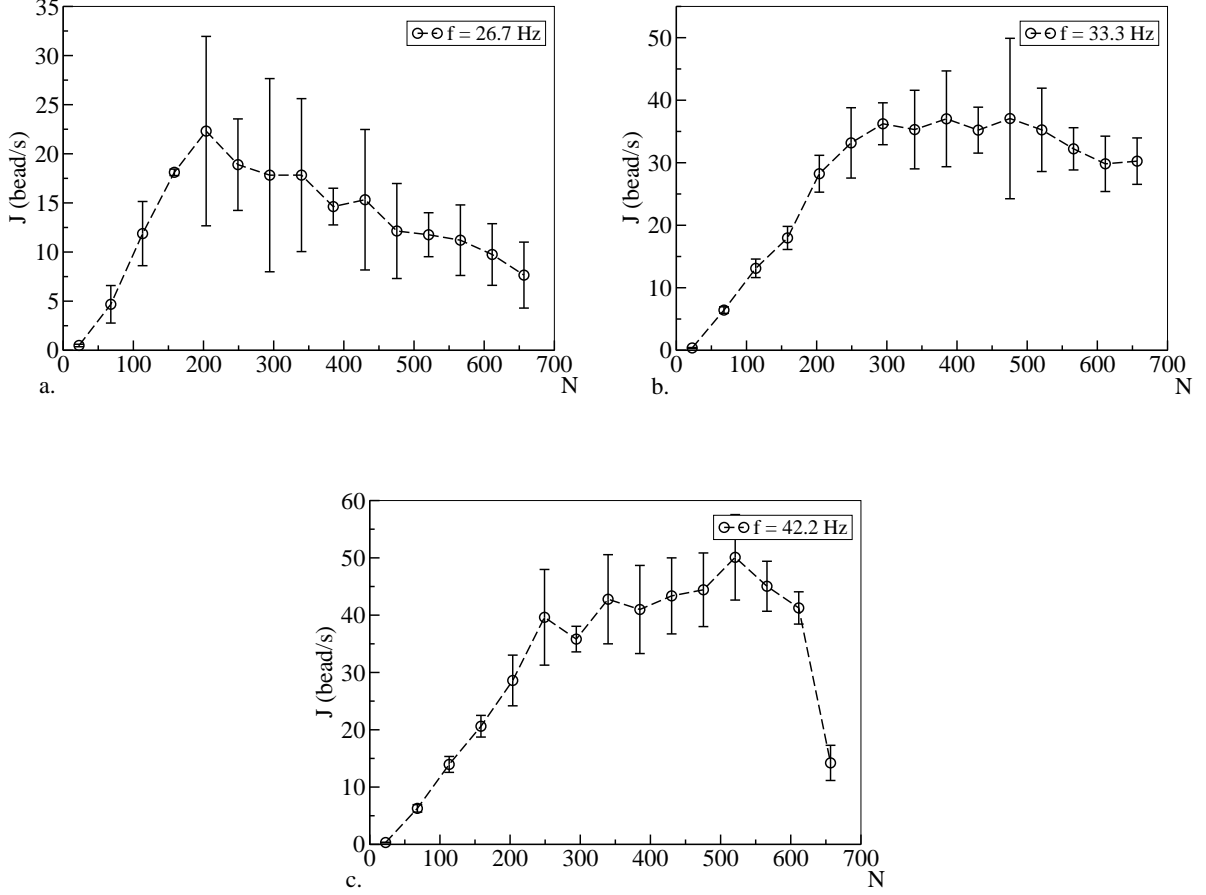


FIG. 8: Experimental flux as a function of the number of particles in the container shaken at frequency  $f$ . a.  $f = 26.7 \text{ Hz}$ , b.  $f = 33.3 \text{ Hz}$ , c.  $f = 42.2 \text{ Hz}$ .

experiments have been achieved for  $f = 33.3 \text{ Hz}$  and  $f = 42.2 \text{ Hz}$ . This explains why the uncertainties seem larger for  $f = 26.7 \text{ Hz}$  than for the two other frequencies used.

One has also to mention that in these experiments and for the largest values of  $N$ , the number  $n$  of layers of particles is  $n \approx 3$ . The distance between the top layer and the slit is then  $D \approx 7 \text{ mm}$ . For the highest frequency,  $f = 42.2 \text{ Hz}$ , the height reached by a particle initially at rest is  $h \approx 5.6 \text{ mm}$ . As  $h \approx D$ , the density of particles in the vicinity of the slit might be sufficiently large such that interactions occur between the beads of the two boxes. It means that the tail of each curve in Figure 8, that is for the largest number of particles, could have been modified by the high concentration of particles near the slit. In this case, this would involve another equilibrium condition than the one on flux and then an approach using fluid parameter, similar to [12] for instance, could be more suitable to this problem.

Anyway, if one assumes that interactions do not occur, one can use the result of section III. Each curve is then fitted to a polynomial function of degree chosen thanks to a likelihood ratio test [17]. One then computes the value  $N_m$  for which  $dJ/dN = 0$  and the successive derivatives of  $J$  at  $N_m$ . The result is that Figures 8.a, 8.b and 8.c correspond to supercritical, hypercritical and subcritical bifurcations respectively as  $N$  increases. As forecast previously, the kind of bifurcation depends on the frequency used during an experiment.

Let us discuss briefly how the system converge to an equilibrium stable state and the effect of the noise. The convergence to a stable state depends on the sum of the derivatives of the flux function at  $N_l$  and  $N_r$ . However, as  $N$  is a discrete value, the flux of  $N$  is discrete and fluctuates, and the exact equilibrium state is not reachable. It results a standard deviation at  $N_l$  and  $N_r$  which is inversely proportional to the sum of both slopes around  $N_l$  and  $N_r$  (see

equation 31).

Recently, Mikkelsen *et al* [15] studied a granular Maxwell demon experiment and the effect of statistical fluctuation on critical phenomena. Their numerical simulations show qualitatively the same kind of flux curves as ours, as the frequency increases. The symmetry breaking is studied with the frequency as the control parameter and with different total number of particles  $N$  to highlight the effect of a noise. They find that, at fixed  $N$ , the transition is supercritical when the frequency becomes larger than a critical threshold. However, according to our analysis, it can be either supercritical, subcritical or hypercritical when  $N$  becomes larger than a threshold, the type of bifurcation depending on the frequency of vibration. They also find that they are faced with a supercritical bifurcation when the flux curve is symmetric whereas our study proves that the bifurcation is hypercritical and that the system is driven by the noise in this case. This shows how the type of bifurcation depends on the control parameter used.

As a final remark, it is worth mentioning that a Maxwell demon experiment checks directly the breaking of symmetry. It tests then the shape of the flux function near its maximum and cannot then be considered as a proof of any modelling of the flux function far from this maximum. Consequently, most of the flux function assumed in the literature cannot be considered as settled on experimental evidence.

## V. CONCLUSION

In conclusion, we have proposed a theoretical analysis of the behaviour of two subsystems able to exchange each other some part of their internal quantity thanks to a flux function  $J$ . We have shown that when  $J$  is not monotonic, a bifurcation can occur leading to different equilibrium states. The type of bifurcation is then found to depend on the detail of the shape of the flux function near its maximum. In particular, we have pointed out a new kind of bifurcation called hypercritical when the shape of the flux function is symmetric with respect to its maximum. In this case, a continuum of solution exists making the dynamics of the system govern by the noise. In the other cases, the noise, if large enough, is found to have an impact on the conclusion concerning the kind of bifurcation which appears. In the last part of this paper, we have presented a simple granular Maxwell demon experiment to investigate the kind of transition occurring when the symmetry breaks. Unlike previous experiments, we use the number of particles as the control parameter with different frequencies of vibration  $f$ . Our results show that different bifurcation, including the hypercritical one, occur depending on  $f$ . This behaviour was not pointed out before neither experimentally, nor numerically, not theoretically. It could then allow to investigate new kind of bifurcation.

However the detection of the true nature of bifurcation (supercritical vs. subcritical, etc) is made difficult due to the little number of grains (and by the noise it induces) in the case of a Maxwell demon experiment. This is easier if one uses directly the flux function which gives directly the symmetry of the curve. In turn this means the use of a single half box. We believe that a Maxwell demon experiment with 100 balls only test the presence of a bifurcation, but not the precise shape of the flux function near its maximum or further in the tails. So, previous Maxwell demon experiments can not be considered as a test of the validity of any modelling of the flux function far from this maximum as it is sometimes done in the literature.

## Acknowledgements:

Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) is gratefully thanked for financial support.

- 
- [1] P. G. Drazin and W. H. Reid, "Hydrodynamic stability", *Cambridge University Press*, Ed. Cambridge, ISBN 0-521-28980-7 (1997).
  - [2] J. D. Murray, "Mathematical biology, I: An Introduction (Third Edition)", *Interdisciplinary applied mathematics*, Ed. Springer, ISBN 0-387-95223-3 (2002).
  - [3] Z. Mei, "Numerical bifurcation analysis for reaction-diffusion equations", *Springer Series in Computational Mathematics*, Ed. Springer, ISBN 3-540-67296-6 (2000).
  - [4] J. D. Crawford, "Introduction to bifurcation theory", *Rev. Mod. Phys.* **63**, p. 991 (1991).
  - [5] P. Berge, Y. Pomeau, Ch. Vidal, "L'ordre dans le chaos. Vers une approche deterministe de la turbulence" (in french), *Enseignement des sciences*, Ed. Hermann (Paris), ISBN 2705659803 (1984).
  - [6] P. Manneville, "Dissipative structures and weak turbulence", *Perspectives in physics*, Ed. Academic Press, ISBN 0-12-469260-5 (1990).
  - [7] H. J. Schlichting and V. Nordmeier, "Strukturen im Sand" (in german), *Math. Naturwiss. Unterr.* **49**, p. 323 (1996).
  - [8] J. Eggers, "Sand as Maxwell's Demon", *Phys. Rev. Lett.* **83** (25), p. 5322 (1999).

- [9] Langevin P., “Sur la théorie du mouvement brownien” (in french), *Comptes Rendus* **146**, p. 530 (1908). F. Reif, “Fundamentals of statistical and thermal physics”, Ed. McGraw-Hill, New York (1965).
- [10] P. Jean, H. Bellenger, P. Burban, L. Ponson and P. Evesque, “Phase transition or Maxwell’s demon in granular gas?”, *Poudres et Grains* **13** (3), p. 27 (2002).
- [11] P. Evesque, “Are temperature and other thermodynamics variables efficient concept for describing granular gases and/or flows?”, *Poudres et Grains* **13** (2), p. 20 (2002).
- [12] J. Javier Brey, F. Moreno, R. García-Rojo and M. J. Ruiz-Montero, “Hydrodynamic Maxwell Demon in granular systems”, *Phys. Rev. E* **65**, p. 11305 (2001).
- [13] A. Lipowski and M. Droz, “Urn model of separation of sand”, *Phys. Rev. E* **65**, p. 31305 (2002).
- [14] A. Barrat and E. Trizac, “A molecular dynamics ‘Maxwell Demon’ experiment for granular mixtures”, *Molecular Phys.* **101** (11), p. 1713 (2003).
- [15] 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).
- [16] D. van der Meer, K. van der Weele and P. Reimann, “Granular fountains: Convection cascade in a compartmentalized granular gas”, *Phys. Rev. E* **73**, p. 61304 (2006).
- [17] Bickel P. J. and Doksum K. A. “Mathematical statistics: Basic ideas and selected topics” *Holden-day series in probability and statistics*, Ed. Holden-Day, ISBN 0-8162-0784-4 (1977).

## Sur l'article MD Hypercritical bifurcation de M. Leconte & P.Evesque

Discussion De Manneville Paul ;

Paul Manneville <paul.manneville@ladhyx.polytechnique.fr>  
Dr. Paul Manneville , Laboratoire d'Hydrodynamique, Ecole polytechnique, 91128 Palaiseau,  
France tel.: 33 (0)1 6933 3727; fax: 33 (0)1 6933 3030

Wed, 23 Feb 2011 18:20:49 +0100

Bonjour Pierre,

Je réponds un peu tardivement à ton message car j'ai été très pris (j'ai un thésard qui va bientôt soutenir) et n'ai pas pu jeter un oeil sur ce que tu m'as envoyé avant cet après-midi. Il faudrait que je travaille encore pas mal dessus pour te faire des remarques plus approfondies. J'avoue que j'ai été un peu surpris de te voir avancer la notion de bifurcation hypercritique alors que le problème du déploiement des singularités des fonctions d'une seule variable qui sous-tend ton problème écrit sous la forme (2) avec ou sans symétrie additionnelle (ta condition de parité) est bien balisé. Il me semble que le comportement du système n'est pas aussi extrême que le qualificatif "hyper" ne semble le suggérer car je ne vois pas le complémentaire du "Let us first neglect..." bas de la page 5, 2ème colonne, je pense que les choses redeviennent plus "normales" si on rétablit l'intégralité du développement. Je discute ces choses dans mon cours de DEA: pour qu'un modèle mathématique soit satisfaisant il faut que les non linéarités saturer effectivement l'amplitude des fluctuations. Si tu ne tiens pas compte des termes d'ordre supérieur, alors les problèmes se posent. D'autre part, lorsque le bruit vient lisser une bifurcation super-critique, il me semble que les solutions viennent pêcher la branche non-triviale qui varie en  $x^{1/4}$  pour une non linéarité en  $x^5$  et pas en  $x^{1/2}$  comme pour une bifurcation supercritique usuelle, donc on peut différencier les deux en principe cf. p.8 milieu de la 1<sup>ère</sup> colonne. Sinon, pour la partie expérimentale je n'ai pas tout compris. N semble être le nombre de billes dans la boîte, l'expérience semble donc échantillonner les courbes de la fig.8 (pas d'incitation a,b,c sur les figures) en partant de la droite; est ce bien cela?

Bien cordialement,

P.M.

--

Thu, 24 Feb 2011 16:41:47 +0100

Bonjour Pierre,

J'ai regardé à nouveau votre manuscrit. Le fond de mon commentaire est inchangé. Le système que vous considérez est à 1 degré de liberté au sens des systèmes dynamiques dissipatifs (i.e. 1 variable dépendante, soit 1/2 degré de liberté au sens des systèmes hamiltoniens), du fait de la condition (1) où  $x_0$  entre comme un paramètre. Cela se voit par exemple dans l'équation (11) où la seconde équation exprime seulement  $v = \text{cste}$  avec  $v = x_l + x_r - 2x_m = 2(x_0 - x_m)$ . Du fait de  $J_r \equiv J_l \equiv J$ ,  $u=0$  est toujours solution.  $J(x)$  étant développé autour de son maximum  $x_m$ , ce qui est donné par (8) dont il faut voir des différents termes comme introduisant des coefficients pouvant être varié à volonté et servant de paramètres de déploiement. **La remarque que j'avais faite suivait classiquement Joseph, D.D., Stability and bifurcation theory, dans Iooss et Helleman éd., Les Houches XXXVI, Comportement chaotique des systèmes déterministes, North Holland 1983.** Je ne comprends pas bien le contenu de la section III.A.3 (Symmetric flux fonction). Ce que vous appelez bifurcation

hypercritique ne peut correspondre à une bifurcation si le paramètre de contrôle ( $v$ ) n'a pas le droit de changer et reste fixé à  $v=0$ . Ce qui suit me reste donc plutôt opaque de même que la section III.A.4 (Slightly dissymmetric flux fonction) que j'interprète dans la perspective d'un déploiement d'une situation singulière.

Cela étant dit, je ne vois pas bien en quoi mes remarques, celles-ci ou les précédentes, présentent un intérêt suffisant pour être mises en ligne.

Bien amicalement, Paul.

Fri, 25 Feb 2011 11:37:11 +0100

***On est dans un système à 1/2 degré de liberté au départ. Donc la forme de J est fixe.***

Non la forme du champ de vecteur qui gouverne le 1/2 degré de liberté (e.g.  $x_r$ ) n'est pas fixe puisque qu'elle contient comme paramètre  $x_0=(x_r+x_l)/2$ , après changement de variable, c'est  $v$  qui apparaît comme paramètre de contrôle. On ne peut garder  $v=0$ ,  $v=0$  qui est le point critique correspondant à la situation singulière et il faut pouvoir déployer cette singularité, donc faire varier  $v$ .

***Mon point de vue est expérimental: je regarde les courbes expérimentales de J: leur forme change (Fig. 8)! (...) Donc on n'est plus réellement dans un cas à 1/2 degré de liberté. , mais avec des paramètres cachés (au moins 1, mais pas trop sinon on aurait beaucoup de fluctuation. Par exemple ici le paramètre caché est soit la position de la fente, la fréquence de vibration, ou l'amplitude, ou plusieurs de ces combinaisons, dont certains sont bloqués par le montage. Ici nous n'avons testé que la fréquence. (hauteur fixe,) .***

Que J change n'est pas seulement expérimental, comme discuté ci-dessus, mais il ne faut pas confondre variable d'état et paramètre de contrôle, l'expérience a en effet de nombreux paramètres de contrôle mais quand on s'intéresse à une situation physique, on se promène sur une variété particulière (dans un domaine) de l'espace des paramètres de contrôle. L'universalité qui émerge au voisinage d'une bifurcation résulte du fait qu'il existe des changements de variables qui simplifient la représentation de la promenade sur la variété critique.

***Donc il y a 2 degrés de liberté, et le problème est différent (...) On peut alors passer d'une bifurcation critique à sous critique, et créer un système amplifiant les fluctuations "critiques" en "hypercritiques". Evidemment, je pense (et pensais) que tout ceci doit déjà être tabulé dans la biblio théorique. Mais, il est important qu'expérimentalement on contrôle le nombre de paramètres réels...***

Je ne comprends pas, la situation où l'on passe de super-critique à sous-critique et réciproquement est parfois appelée tri-critique en théorie de Landau des transitions de phases.

Elle correspond au choix de paramètre pour lequel on passe de

$$dA/dt = r A - A^3 - A^5 \text{ (super-critique avec terme } -A^3 \text{ dominant pour } r \text{ petit et terme } -A^5 \text{ négligeable)}$$

à

$$dA/dt = r A + A^3 - A^5 \text{ (sous-critique avec terme } -A^5 \text{ essentiel pour garder des solutions attractrices à distance finie)}$$

donc

$$dA/dt = r A + s A^3 - A^5$$

où  $s$  est un petit paramètre de déploiement qui passe par zéro changeant la nature de la bifurcation la situation  $r=s=0$  est donc doublement critique (je ne sais pas pourquoi on parle souvent de tri-critique).

Naturellement les fluctuations ont un effet plus important puisque le minimum du potentiel dont dérive alors l'équation

$$G(A) = -(r/2) A^2 - (s/4) A^4 + (1/6) A^6$$

est très plat quand  $r=s=0$ . Il n'y a vraiment rien de plus que cela dans mes remarques.

L'identification de cette situation particulière avec l'expression théorique explicite de  $J$  (ou sa détermination empirique à partir des expériences) est juste un peu fastidieuse.

A+ Paul.



**Sujet:** Re: mise sur le web

**De :** Paul Manneville <paul.manneville@ladhyx.polytechnique.fr>

**Date :** Wed, 23 Feb 2011 18:20:49 +0100

**Pour :** Pierre Evesque <pierre.evesque@ecp.fr>

Bonjour Pierre,

Oui je suis toujours en activité. Je ne peux pas te répondre comme cela... Je vais me rafraîchir les idées à propos de ton article et de mes remarques de l'époque.

J'essaie de te répondre avant la fin de la semaine mais si tu ne reçois rien avant le milieu de la semaine prochaine, n'hésite pas à me relancer!

Cordialement, Paul.

Le 23/02/11 18:12, Pierre Evesque a écrit :

Bonjour Paul,

J'espère que tu es encore en activité.

Je te recontacte parce que j'aimerais mettre en ligne tes remarques ci-dessous à propos d'un article de 2006 avec Marc Leconte, que l'on a mis sur ArXiv; arXiv:physics/0609204 .

Cela te dérange-t-il?

bien cordialement

Pierre

----- Message original -----

**Sujet:**Re: article démon de Maxwell granulaire

**Date :**Tue, 05 Dec 2006 19:10:39 +0100

**De :**Paul Manneville <paul.manneville@ladhyx.polytechnique.fr>

**Pour :**Pierre Evesque <pierre.evesque@ecp.fr>

Pierre Evesque a écrit :

> Bonjour Paul,

> ci-joint un article sur la bifurcation "hypercritique" qui caractérise

> un des modes de fonctionnement du "démon de Maxwell" granulaire.

> Pourrais-tu me dire ce que tu en penses.

> merci

> Amicalement

> pierre

>

Bonjour Pierre,

Je réponds un peu tardivement à ton message car j'ai été très pris (j'ai un thésard qui va bientôt soutenir) et n'ai pas pu jeter un oeil sur ce que tu m'as envoyé avant cet après-midi. Il faudrait que je travaille encore pas mal dessus pour te faire des remarques plus approfondies.

J'avoue que j'ai été un peu surpris de te voir avancer la notion de bifurcation hypercritique alors que le problème du déploiement des singularités des fonctions d'une seule variable qui sous-tend ton problème écrit sous la forme (2) avec ou sans symétrie additionnelle (ta condition de parité) est bien balisé. Il me semble que le comportement du système n'est pas aussi extrême que le qualificatif "hyper" ne semble le suggérer car je ne vois pas le complémentaire du "Let us first neglect..." bas de la page 5, 2ème colonne, je pense que les choses redeviennent plus "normales" si on rétablit l'intégralité du développement. Je discute ces choses dans mon cours de DEA: pour qu'un modèle mathématique soit satisfaisant il faut que les nonlinéaritésaturent effectivement l'amplitude des fluctuations. Si tu ne tiens pas compte des termes d'ordre supérieur, alors les problèmes se posent. D'autre part, lorsque le bruit vient lisser une bifurcation super-critique, il me semble que les solutions viennent pêcher la branche non-triviale qui varie en  $x^{1/4}$  pour une non linéarité en  $x^5$  et pas en  $x^{1/2}$  comme pour une bifurcation supercritique usuelle, donc on peut différencier les deux en principe cf. p.8 milieu de la 1ère

colonne. Sinon, pour la partie expérimentale, je n'ai pas tout compris. N

P. Evesque, Testimony #1, CL-MSSM, March 23 June 2011

p.155/238

semble être le nombre de billes dans la boîte, l'expérience semble donc échantillonner les courbes de la fig.8 (pas d'incitation a,b,c sur les figures) en partant de la droite; est ce bien cela?

Bien cordialement,  
P.M.

--

Dr. Paul Manneville  
Laboratoire d'Hydrodynamique,  
Ecole polytechnique, 91128 Palaiseau, France  
tel.: 33 (0)1 6933 3727; fax: 33 (0)1 6933 3030

--

Pierre Evesque, DR CNRS  
Lab MSSMat, UMR 8579 cnrs  
Ecole centrale de Paris, 92295 Châtenay-Malabry  
France  
tel: 33 1 41 13 12 18; fax: 33 1 41 13 14 42  
33 1 43 50 12 22

Poudres & Grains:

[http://www.mssmat.ecp.fr/html\\_petg/  
/rubrique.php3?id\\_rubrique=1](http://www.mssmat.ecp.fr/html_petg/rubrique.php3?id_rubrique=1)

**Sujet:** Re: mise sur le web

**De :** Paul Manneville <paul.manneville@ladhyx.polytechnique.fr>

**Date :** Thu, 24 Feb 2011 16:41:47 +0100

**Pour :** Pierre Evesque <pierre.evesque@ecp.fr>

Bonjour Pierre,

J'ai regardé à nouveau votre manuscrit. Le fond de mon commentaire est inchangé. Le système que vous considérez est à 1 degré de liberté au sens des systèmes dynamiques dissipatifs (i.e. 1 variable dépendante, soit 1/2 degré de liberté au sens des systèmes hamiltoniens), du fait de la condition (1) où  $x_0$  entre comme un paramètre. Cela se voit par exemple dans l'équation (11) où la seconde équation exprime seulement  $v=cste$  avec  $v=x_l+x_r-2x_m=2(x_0-x_m)$ . Du fait de  $J_r \equiv J_l \equiv J$ ,  $u=0$  est toujours solution.  $J(x)$  étant développé autour de son maximum  $x_m$ , ce qui est donné par (8) dont il faut voir des différents termes comme introduisant des coefficients pouvant être varié à volonté et servant de paramètres de déploiement. La remarque que j'avais faite suivait classiquement Joseph, D.D., *Stability and bifurcation theory*, dans Iooss et Helleman éds., Les Houches XXXVI, *Comportement chaotique des systèmes déterministes*, North Holland 1983. Je ne comprends pas bien le contenu de la section III.A.3 (Symmetric flux fonction). Ce que vous appelez bifurcation hypercritique ne peut correspondre à une bifurcation si le paramètre de contrôle ( $v$ ) n'a pas le droit de changer et reste fixé à  $v=0$ . Ce qui suit me reste donc plutôt opaque de même que la section III.A.4 (Slightly dissymmetric flux fonction) que j'interprète dans la perspective d'un déploiement d'une situation singulière.

Cela étant dit, je ne vois pas bien en quoi mes remarques, celles-ci ou les précédentes, présentent un intérêt suffisant pour être mises en ligne.

Bien amicalement, Paul.

**Sujet:** Re: mise sur le web

**De :** Paul Manneville <paul.manneville@ladhyx.polytechnique.fr>

**Date :** Fri, 25 Feb 2011 11:37:11 +0100

**Pour :** Pierre Evesque <pierre.evesque@ecp.fr>

**On est dans un système à 1/2 degré de liberté au départ. Donc la forme de J est fixe.**

Non la forme du champ de vecteur qui gouverne le 1/2 degré de liberté (e.g.  $x_r$ ) n'est pas fixe puisque qu'elle contient comme paramètre  $x_0=(x_r+x_l)/2$ , après changement de variable, c'est  $v$  qui apparaît comme paramètre de contrôle. On ne peut garder  $v=0$ ,  $v=0$  qui est le point critique correspondant à la situation singulière et il faut pouvoir déployer cette singularité, donc faire varier  $v$ .

**Mon point de vue est expérimental: je regarde les courbes expérimentales de J: leur forme change (Fig. 8)! (...) Donc on n'est plus réellement dans un cas à 1/2 degré de liberté. , mais avec des paramètres cachés (au moins 1, mais pas trop sinon on aurait beaucoup de fluctuation. Par exemple ici le paramètre caché est soit la position de la fente, , la fréquence de vibration, ou l'amplitude, ou plusieurs de ces combinaisons, dont certains sont bloqués par le montage. Ici nous n'avons testé que la fréquence. (hauteur fixe,) .**

Que J change n'est pas seulement expérimental, comme discuté ci-dessus, mais il ne faut pas confondre variable d'état et paramètre de contrôle, l'expérience a en effet de nombreux paramètres de contrôle mais quand on s'intéresse à une situation physique, on se promène sur une variété particulière (dans un domaine) de l'espace des paramètres de contrôle. L'universalité qui émerge au voisinage d'une bifurcation résulte du fait qu'il existe des changements de variables qui simplifient la représentation de la promenade sur la variété critique.

**Donc il y a 2 degrés de liberté, et le problème est différent (...) On peut alors passer d'une bifurcation critique à sous critique, et créer un système amplifiant les fluctuations "critiques" en "hypercritiques". Evidemment, je pense (et pensais) que tout ceci doit déjà être tabulé dans la biblio théorique. Mais, il est important qu'expérimentalement on contrôle le nombre de paramètres réels...**

Je ne comprends pas, la situation où l'on passe de super-critique à sous-critique et réciproquement est parfois appelée tri-critique en théorie de Landau des transitions de phases.

Elle correspond au choix de paramètre pour lequel on passe de

$dA/dt = r A - A^3 - A^5$  (super-critique avec terme  $-A^3$  dominant pour  $r$  petit et terme  $-A^5$  négligeable)

à

$dA/dt = r A + A^3 - A^5$  (sous-critique avec terme  $-A^5$  essentiel pour garder des solutions attractrices à distance finie)

donc

$dA/dt = r A + s A^3 - A^5$

où  $s$  est un petit paramètre de déploiement qui passe par zéro changeant la nature de la bifurcation

la situation  $r=s=0$  est donc doublement critique (je ne sais pas pourquoi on parle souvent de tri-critique)

Naturellement les fluctuations ont un effet plus important puisque le minimum du potentiel dont dérive alors l'équation

$G(A) = -(r/2) A^2 - (s/4) A^4 + (1/6) A^6$

est très plat quand  $r=s=0$ . Il n'y a vraiment rien de plus que cela dans mes remarques.

L'identification de cette situation particulière avec l'expression théorique explicite de J (ou sa détermination empirique à partir des expériences) est juste un peu fastidieuse.

A+ Paul.

## **Non respect de la déontologie lors des évaluations de projets: Cas Dynagran**

En ce qui concerne le non respect de la déontologie scientifique j'ai déjà fait mes remarques au Managers CNES, ESA, au Délégué Régional, au Directeur du laboratoire et au Médiateur CNRS. On trouvera quelques détails dans mon rapport CNRS 2010.

En ce qui concerne l'évaluation du projet Vip-Gran les évaluateurs sont pour l'un (E.Falcon) un des membres du groupe sur VIP-Gran, qui propose une autre interprétation scientifique des datas, incompatibles avec nos données expérimentales récentes et avec les conditions aux limites réelles des expériences gaz granulaires vibrés (voir mon rapport CNRS), pour l'autre (O.Pouliquen) un candidat malheureux et la succession de l'AEMMG... Ils ont tous les deux des intérêts divergents.

Ils sont tous les deux arrivés à la commission d'évaluation (Nov 2010) en arguant que N. Vandewalle" est capable de simuler des résultats corrects ressemblant à ceux obtenus avec MiniTexus 5" avec son programme. Interogé, il a d'abord refusé de répondre puis, après 3mois m'a fait parvenir l'ébauche d'un article avec une photo simulant un gaz granulaire comparable à celui de MiniTexus 5; cette vision est statique, et on n'a pas la possibilité de voir l'évolution du système, ni de connaître les distributions de vitesses.... Pour moi, on ne peut rien conclure.

Aux dernières nouvelles, ma collègue M. Hou me dit que l'expérience SJ-10 (Dynagran) est toujours programmée, tandis que mon correspondant CNES affirme que la phase B de Dynagran est arrrêtée et aura beaucoup de mal à redémarrer si elle redémarre; à la mi Mai celui-ci m'avait dit que tout était pris pour que Dynagran avance et soit un succès (?).

Ceci sera développé dans les 2 témoignages suivants #2 et #3



# **Rapport d'Activité CNRS**

**2009-2010**

**de P. Evesque**

DR2 CNRS

Lab MSSMat, UMR 8579 CNRS  
ECOLE CENTRALE PARIS

## Table des matières :

A1- Curriculum Vitae	1
A2- Recherche scientifique	3
Conditions générales de travail	4
Bilan des recherches	10
<i>Milieu granulaires en apesanteur</i>	10
<i>Nucléation sous vibration près du point critique</i>	20
<i>Nanotubes de carbone</i>	22
<i>Propriétés mécaniques des compacts</i>	23
Liste des publications 2009-2010	26
A3- Enseignement, Formation et Diffusion de la culture scientifique	29
A4 Transferts technologiques, relations industrielles et valorisation	30
A5- Encadrement, animation et management de la recherche	31
B- Objectifs	32
<b>Appendices :</b>	
1- Lettre RAR au DR Dr5 (29Sept 2010)	34
2- a) CR d'entrevue avec DRH (22/11/2010)	36
b) et c) conséquences	36 et 37
3- Lettre RAR commission d'évaluation AERES (23/10/2008)	38
4- Lettre RAR au DR de la DR5 (27/6/2008)	39
5- Fiche de visite médicale (6/4/2010)	41
6- Remarques ouvertes sur le travail de chercheur/ pour une réforme du CNRS (2004)	42
7- Discussion sur les revues : Pour le maintien d'une déontologie scientifique	45
8- Lettre à A.George, Commission 5, à propos de mon évaluation (14/10/2001)	49
9- Rapport de referee sur l'article de propagation de contraintes	56
10- Lettre à Nature et sa réponse, puis la mienne	69

### Faits marquants 2009-2010 :

**Infarctus et AVC**, date : 13 et 14 Mars 2009 , en rééducation **orthoptique et orthophonique** depuis 2 ans, en trêve thérapeutique pour orthophonie

**J'ai demandé de l'aide aux autorités de tutelle, sans succès. J'en demande aussi à la commission**

#### Programme spatial :

**Programmation d'expériences A300-0g** sur la gestion de grains par de l'air.

**Programmes spatiaux Dynagran** (CNES-Chine, M.Hou) et **VIP-Gran** (ESA-Chine) en phase B (début 2011)

**Coordination du Topical Team ESA TT VIP-Gran**

**Réalisation d'un petit léviteur** magnétique plan de démonstration permettant la lévitation de palets de graphite, mais montrant l'interaction entre palets. Réalisation d'une taille plus grande (A5) (avec D. Chatain et D. Beysens)

**Mise en évidence d'un comportement non fluide classique dans les GG :**

**Encadrement de la thèse Rui Liu (CAS-Beijing)** 1 an à MSSMat : Simulations de systèmes 3d de Gaz Granulaire et démonstration de l'existence d'un système totalement inhomogène à symétrie  $\pm$  brisée et à 2 températures  $\pm$  locales différentes.

**Encadrement de la thèse Yanpei CHEN , à temps plein à ECP ;** mesure expérimentale des paramètres du système granulaire 2d en fonction des paramètres vibratoires (sur Manip 2d A300-0g et sur manip sol, puis avec comparaison avec des simulations.

**Etude des propriétés mécaniques des Compacts** : Collaboration Fac pharmacie (G Couarraze & P.Tchoreloff) et P. Porion (CRMD)

Membre et ex-président de l'Association pour l'Etude de la Micro-mécanique des Milieux Granulaires (AEMMG) qui gère le congrès Powders & Grains

Editeur de Poudres et Grains

Membre du Comité scientifique du congrès Powders & Grains 2009 Golden, Co, USA (semaine du 14 juillet-2005)



## A.1) Curriculum Vitae

### EVESQUE Pierre

Born on décembre 26, 1951 , in Neuilly-sur-Seine (92) France

Married, no Child

Private Address: 1, rue Jean Longuet, 92290 Châtenay-Malabry, France

Professional address:

Laboratoire de Mécanique: sols, structures, matériaux, UMR 8579 CNRS

Ecole Centrale Paris ; 92295 Châtenay-Malabry Cedex

Tel: 01 41 13 12 18 & 01 43 50 12 22 ; Fax : 01 41 13 14 37

✉ pierre.evesque@ecp.fr

### DIPLOMA

1969 : Baccalauréat section C

1976 : Diplôme d'Ingénieur ESPCI (Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles de la ville de Paris)

1979 : Doctorat de 3<sup>ème</sup> cycle, Université Paris VI

"Transfert d'énergie dans  $\text{CaF}_2$ :  $\text{Pr}^{3+}$  : étude par excitation sélective et spectroscopie en temps résolu".

Jury : MM A. Zarembowitch, P.G. de Gennes, Y. Merle d'Aubigné, J. Badoz et J. Duran

1984 : Doctorat ès sciences, Université Paris VI : "Diffusion de l'énergie dans les systèmes désordonnés : application aux cristaux mixtes de naphthalène".

Jury : MM P.G. de Gennes, S. Alexander, A.C. Boccara, J. Duran, Y. Merle d'Aubigné, M. Moreau et M. Schott

### POSITIONS

before 1976 : Student

1976-1977 : Allocataire D.G.R.S.T.

1977-1978 : Assistant professor, à l'Ecole sup. de physique et chimie industrielles de la ville de Paris

1978-1979 : National Service

1980-1983 : Chargé de recherche de 2<sup>ème</sup> classe au CNRS, (Laboratoire d'Optique Physique , ESPCI, Paris)

1983-1984 : Chargé de recherche de 1<sup>ère</sup> classe, (Laboratoire d'Optique Physique, ESPCI, Paris)

1984-1985 : postdoc at UCLA, Los Angeles, Professeur M.A. El-Sayed, Department of Chemistry and Biochemistry, UCLA, USA

1985-1990 : Laboratoire d'Optique de la Matière Condensée, Université Paris VI

1991-1993: Laboratoire de Mécanique: sols-structures-matériaux, Ecole Centrale Paris

since 1993: Directeur de Recherche CNRS (Laboratoire de Mécanique: sols-structures-matériaux, Ecole Centrale Paris)

#### **International positions:**

1990-1993 : Coordinator of the expert working group on « Granular Matter » at ESA

1993- : Editor : *Poudres & Grains*

1997-2005 : Président de l'AEMMG (Association pour l'Etude de la Micro-Mécanique des Milieux Granulaires) which runs the Congress « Powders & grains »

Sept 1997 : Invited scholar at ITP (Institute of Theoretical physics) of UCSB

2000- : Coordinator of the ESA Topical Team on "Vibrational Phenomena"

June 2006 : Invited scholar at KITP of UCSB

1996- Research program funded by CNES and ESA, Member of GDR MFA

2006,2007,2008,2010: invited scholar at CAS,

2007- : French coordinator of Dynagran Sino-French project in SJ-10

## FIELDS OF PROFESSIONAL EXPERTISE:

Physics of disordered materials  
Percolation, Phase transition and critical phenomena.  
Mechanics and Physics of Granular materials  
Fluids under vibration and in micro-gravity

## SELECTED LIST OF PUBLICATIONS IN BETWEEN 2000-2006:

- C. Ancey & P. Evesque, Frictional-collisional regime for granular suspension down an inclined channel, *Phys. Rev. E* **62**, 8349-8360, (2000)
- A.A. Ivanova, V.G. Kozlov, and P. Evesque, Fluidization of a granular medium in a viscous fluid under vertical vibration, *Fluid Dynamics*, **Vol.35**, No.3, pp. 406-413, (2000)
- N. Sommier, P. Porion, P. Evesque, B. Leclerc, P. Tchoreloff, G. Couarraze, Magnetic resonance imaging investigation of the mixing-segregation process in a pharmaceutical blender, *International Journal of Pharmaceutics* **222**, 243-258 (2001)
- P. Evesque, D. Beysens & Y. Garrabos, Mechanical behaviour of granular-gas and heterogeneous-fluid systems submitted to vibrations in micro-gravity, *J. de Physique IV France* **11**, Pr6-49 to 56 (2001)
- P. Porion, N. Sommier, A.M. Faugere & P. Evesque, Dynamics of size-segregation and mixing of granular materials in a 3d-blender by NMR Imaging, *Powder Technology* **141**, 55-68, (2004)
- A.A. Ivanova, V.G. Kozlov & P. Evesque, Interface dynamics of immiscible fluids under horizontal vibrations, *Fluid Dynamics* **36** (3), 362-368 (2001)
- F. Adjemian & P. Evesque, Experimental study of stick-slip behaviour, *International Journal for Numerical and Analytical methods in geomechanics* [Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.] **28**, 501-530 (2004) 10:1002/nag350
- P. Evesque, F. Adjemian, Stress fluctuations and macroscopic stick-slip in granular materials, *Eur. Phys. J. E* **9**, 253-259 (2002) DOI: 10.1140/epje/i2002-10082-4
- P. Evesque, Macroscopic Continuous Approach versus Discrete Approach, Fluctuations, criticality and SOC. A state of the question based on articles in *Powders & Grains* 2001, *Poudres & Grains* **12** (7), 122-150 (Novembre 2001), ISSN 1257-3957
- P. Evesque, Are Temperature and other Thermodynamics Variables efficient Concepts for describing Granular Gases and/or Flows ?, *Poudres & Grains* **13** (2), 20-26 (Mars- Avril 2002) ISSN 1257-3957
- P. Jean, H. Bellenger, P. Burban, L. Ponson & P. Evesque, Phase transition or Maxwell's demon in Granular gas?, *Poudres & Grains* **13** (3), 27-39 (Juillet-Aout 2002) ISSN 1257-3957, [http://www.mssmat.ecp.fr/html\\_petg/spip.php?rubrique1](http://www.mssmat.ecp.fr/html_petg/spip.php?rubrique1)
- D. Beysens, D. Chatain, P. Evesque, Y. Garrabos, High-frequency driven capillary flows speed up the gas-liquid phase transition in zero-gravity conditions, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 034502 (2005) (LN8973)
- E. Falcon, S. Aumaitre, P. Evesque, F. Palencia, C. Lecoutre-Chabot, S. Fauve, D. Beysens & Y. Garrabo, Collision statistics in a dilute granular gas fluidized by vibrations in low gravity, *Europhys. Lett* **74**, 830- (2006)
- V. Busignies, B. Leclerc, P. Porion, P. Evesque, G. Couarraze and P. Tchoreloff, Compaction behaviour and new predictive approach to the compressibility of binary mixtures of pharmaceutical excipients, *Eur. J. Pharm. Biopharm.* **64** (2006) 66-74
- V. Busignies, B. Leclerc, P. Porion, P. Evesque, G. Couarraze and P. Tchoreloff, Investigation and modelling approach of the mechanical properties of compacts made with binary mixtures of pharmaceutical excipients., *Eur. J. Pharm. Biopharm.* **64** (2006) 51-65
- V. Busignies, B. Leclerc, P. Porion, P. Evesque, G. Couarraze and P. Tchoreloff, Potential of X-ray microtomography to detect localized variations of density in cylindrical tablets, *Eur. J. Pharm. Biopharm.* **64** (2006) 38-50
- P. Evesque, Snapshots on Some Granular States of Matter: Billiard, Gas, Clustering, Liquid, Plastic, Solid, In *GRANULAR MATERIALS: fundamentals and applications*. pp. 29-62 (Ed by S. Antony, ed. Royal Society of Chemistry, 15 FEB 2004), 99.95 €, IS(01): 0854045864
- D. Beysens & P. Evesque, "Vibrational phenomena in near-critical fluids and granular matter", In *Topical Teams in the Life & physical Sciences, Towards new research applications in space*, SP 1281, ESA publication division, co ESTEC, PO Box 299, 2200 Noordwijk, The Netherlands

### And always:

- P. Evesque, Eléments de mécanique quas-istatique des milieux granulaires mouillés ou secs, *Poudres & Grains* **NS-1** 1-155 (décembre 2000)
- P. Evesque, Energy migration in randomly doped crystals: geometrical properties of space and kinetic laws. *J. de Phys. France* **44**, 1217-1224, (1983)

## A.2) Recherche scientifique

On peut classer mon travail actuel de ces deux dernières années en fonction de la liste de publications. C'est ce que je vais faire : La première catégorie concernera la physique des milieux granulaires vibrés. En ce moment, le cas étudié préférentiellement est celui des faibles concentrations en grains et en apesanteur, c'est-à-dire le cas du Gaz Granulaire (GG), bien que je continue aussi à m'intéresser aux cas plus denses (fluides granulaires, convection...), dont nous programmons l'étude en micro-g aussi. Une autre catégorie concerne les systèmes liquide-gaz vibrés près du point critique (changements de phase) en impesanteur ; dans ce cas, c'est entre autre la dynamique de la nucléation qui nous intéresse. Ce sont les deux vrais centres de mon activité actuelle et ma source essentielle de financement.

Une troisième catégorie concerne les nanotubes de carbone ; c'est un travail un peu plus ancien qui remonte à la thèse d'Aissa Allaoui, dont j'ai surveillé de près la rédaction. Une quatrième partie concerne la mécanique des compacts formés de poudres ou de mélanges de poudres d'excipient pharmaceutique.

Ceci dit, certains de mes intérêts scientifiques me portent à reconsidérer la physique microscopique, tout en restant dans le domaine granulaire. Par exemple en reconsidérant l'évolution des propriétés physiques en fonction de la taille des grains et d'aborder ainsi les problèmes des couleurs des matériaux en fonction du broyage, ou le problème lui-même du broyage ou de l'agglomération des grains ; mais ces sujets sont encore en germes sans production d'article. Ils ont aussi des connexions avec certains problèmes d'astrophysique.

Actuellement, mon problème essentiel est lié au non respect de la qualité de la science, à tel point que cela me fait refuser tout projet d'avenir ; bien que beaucoup de sujets m'intéressent. Ceci est lié à une organisation permissive des instances chargées de défendre la science, et donc la déontologie scientifique.

Comme je vais l'expliquer, je trouve que l'on fait vraiment peu de cas de la déontologie scientifique (évidemment tout cela peut paraître relatif), et des lois existantes (droit d'auteur, droit au débat scientifique ou littéraire) sont bafouées sous prétexte que plus personne ne semble savoir reconnaître une vérité, c'est la majorité qui fait la loi. Ceci serait bien si elle respectait les minorités.

Pour un scientifique classique comme moi (c'est-à-dire spécialisé en « sciences naturelles »), il est primordial de reconnaître le principe d'évidence expérimentale ou de preuve expérimentale et de ne pas se laisser abuser par de faux débats, mal posés, qui n'ont que peu de chose à voir avec la réalité. Depuis que j'ai appris la mécanique au sein des mécaniciens (1992), j'ai intégré un certain nombre de concepts que les autres physiciens semblent avoir du mal à comprendre, voir à percevoir même l'utilité. C'est ce qui fait la personnalité de mon approche. Du coup, il m'a fallu contester un certain nombre d'erreurs et de modèles inadéquates ces 20 dernières années (propagation des contraintes comme des droites, effets d'arches, propagation du son, application de la mécanique des sols aux avalanches,...). Ceci a laissé des traces. Aujourd'hui, c'est le problème du gaz granulaire dont l'approche est toujours biaisée, et j'ai toujours du mal à me faire comprendre. Cela n'est rien si on peut s'exprimer, il en va tout autrement dans le cas contraire.

### A.2.1- Conditions générales de travail

Ces conditions peuvent se décomposer en deux parties : d'une part, la liste des collaborations et des financements tant du point de vue local, national et international ; d'autre part, l'évolution des conditions de travail liées à l'organisation générale du laboratoire, du CNRS, de l'école centrale et des agences de financement. Je trouve que ces dernières se sont particulièrement dégradées ces dernières années au point que j'ai été obligé d'envoyer des lettres recommandées. C'est ennuyeux quand on pense que ceci nécessite de se « rebeller » vis-à-vis de sa structure administrative, qui est sensé nous aider à travailler, en d'autres termes cela veut dire que celle-ci nous empêche de réaliser un « bon » travail. Grâce à ces lettres, je suis arrivé à un certain mieux-être, mais encore insuffisant, et surtout après combien d'efforts.

#### a) Mes différents groupes de collaboration

Du point de vue des collaborations, j'interagis avec plusieurs groupes distincts et sur ces différents thèmes:

- 1) **granulaires-vibration et espace/micro-gravité** : YP Chen<sup>MSSMat</sup>, R.Liu<sup>MSSMat,CAS-Chine</sup>, F. Douit<sup>MSSMat</sup>, D. Beysens (ESPCI-CEA), Y. Garrabos (ICMCB, Bordeaux), M.Hou<sup>ECP,CAS-Chine</sup>, X.Jia (Paris), N. Vandewalle (Liège), A.Garcimartin(Espagne), D. Maza(Espagne), M.Sperl (Allemagne,DLR), D.Chatain (CEA). Et de façon plus éloignée maintenant: S.Fauve, E.Falcon, B.Roux, D.&T. Lyubimov (Perm), V.Kozlov(Perm), A.Ivanova(Perm).

*Financement* : ESA depuis 1990, CNES depuis 1997, ECP, Chine

- 2) **Liquide vibré, fluides critiques et micro-gravité** : D. Beysens (ESPCI-CEA), Y. Garrabos (ICMCB), V.Nicolaiev (ESPCI-CEA), D.Chatain(CEA). Et de façon plus éloignée maintenant: B.Roux, D.&T. Lyubimov (Perm), V.Kozlov (Perm), A.Ivanova (Perm).

*Financement* : ESA depuis 1990, CNES depuis 1997, ECP, Chine

- 3) **Compacts Pharmaceutiques** : P. Tchoreloff, V. Busignies (Fac de Pharmacie Orsay), P.Porion (ICMCB, Orléans), et G. Couarraze (de façon plus éloignée maintenant).

- 4) **Nanotubes de carbone** : J.Bai, A.Allaoui,D.Durville ; mais la thèse d'A.Allaoui est terminée depuis 2005.

- 5) **Broyage, et physique des grains en fonction de leur taille** : P.Callet (ECP), F.Caballero<sup>MSSMat</sup> (ECP), A. Modaresi<sup>MSSMat</sup> (ECP)

#### b) Cadre de travail

J'ai développé mon activité actuelle autour d'un contrat ESA puis CNES depuis mon arrivée au labo ; ils me donnent satisfaction, et me permettent de réaliser d'autres recherches. J'ai été obligé de m'adapter à cet état de fait, car je suis parti de Jussieu pour apprendre la mécanique, sans l'accord express du cnrs, et donc sans soutien financier de base de celui-ci. A l'époque, j'avais d'autres possibilités, par exemple E.Guyon et S. Roux m'avait demandé de faire ma recherche au PMMH... Mais je tenais d'une part à couper mes liens avec mon directeur de thèse, d'autre part à apprendre la mécanique. (Cette décision a été prise en parti grâce à un rapport de

J.Villain mais surtout spontanément, par une volonté de ma part de collaboration, née à l'occasion de la création du congrès Powders & Grains 1989).

Pour bien faire comprendre l'état d'esprit dans le quel je suis actuellement, je dois revenir sur certains passages essentiels de mon parcours depuis 1986 (moment où j'ai commencé ma recherche sur les granulaires) et les conditions de vie d'un « interdisciplinaire ».

A l'époque de mon départ de Jussieu, vu le désaccord avec le cnrs (et le rapport de J.Villain), j'ai été bien sur recalé au poste de DR2 que je briguais, jusqu'au moment où de Gennes a eu son prix Nobel. Il m'a invité à son émission d'Apostrophes (1991-1992) pour montrer une expérience et a œuvré pour m'aider. La première année les règles du concours ont été modifiées en cours de session pour m'empêcher d'accéder à une nomination possible ; je suis passé DR2 l'année suivante, grâce à de Gennes très probablement ...

Depuis je suis resté tranquillement dans mon laboratoire MSSMat, où je me sentais bien, assimilant des connaissances et capable de développer mes activités relativement confortablement, malgré certaines entraves et probablement certaines jalousies : on ne développe pas des expériences à quelques millions d'euros sans faire de jaloux soit à l'intérieur du laboratoire, soit à l'extérieur de celui-ci, et pas obligatoirement pour les mêmes raisons dans ces deux cas. Ceci dit, je ne me plaignais pas du tout : mon support financier était suffisant, et la gestion peu pesante, car ce sont l'ESA et le CNES qui développent les appareillages, via des contrats avec des industriels avec qui je discute en tant que « principal investigator » scientifique.

J'ai toujours eu un rôle à part dans la physique des milieux granulaires du fait de mon intégration volontaire dans le monde des mécaniciens, et parce que j'ai su aussi profiter de ces interactions pour infléchir mon domaine de recherche. Au départ je tenais à comprendre le passage micro-macro. Mais j'ai été assez vite convaincu de la validité des résultats de la mécanique des sols en petites déformations, et de son approche qualitative (ceci juste après le 2<sup>ème</sup> congrès Powders & Grains 1993). J'ai donc essayé de décrire à ma façon le comportement rhéologique que j'apprenais et ai proposé une vision nouvelle, moins théorique, plus basée sur les comportements réels et sur la discussion de leur interprétation, sans faire appel nécessairement aux lois des grandes déformations (Poudres & Grains NS1) comme le font souvent certaines approches théoriques, ou à des détails non réellement contrôlables expérimentalement. (C'est comme cela que j'ai proposé une description « simpliste » des lois rhéologiques au triaxial, et expliqué la stabilité du rapport des contraintes oedométriques (loi de Jaki).

Pendant ce temps, les physiciens n'ont probablement pas réussi à me suivre car ils n'ont pas pu acquérir les connaissances et la culture de mécanique des sols, que j'avais acquises en quelques années (2-3ans) grâce à mon immersion.

Du fait de ma connaissance des deux cultures (physicienne et mécanicienne), j'ai pensé utile à certains moments d'intervenir dans ce que je pense être de faux débats, pour éviter l'enlisement. Tels celui de la propagation des contraintes comme des droites dans les milieux granulaires» (cf. Bouchaud, Cates, Claudin Wittmer) ou celui de la propagation anormale du son (cf. Nagel,..., voir aussi X.Jia). A cette occasion, j'ai dû même demander son aide à de Gennes en 2001, ce qui m'a permis d'écrire notre seul article commun (de Gennes et moi) ; j'ai eu l'honneur et la satisfaction qu'il l'utilise pour une série de séminaires.

La raison qui m'avait poussé est que je trouvais impensable qu'une grande proportion de thésards aillent dans des voies de recherche fermées d'avance : que certains chercheurs y aillent, bien sur, surtout lorsqu'ils sont confirmés ; mais que tout

le monde s'y enfourne sans préserver une certaine objectivité, non. Comment valider ensuite que le système s'est embourbé, comment assurer une carrière à des jeunes, qui n'ont pas de résultats probants : mêmes les personnes expérimentées sont tentées de minimiser par carriérisme administratif... : c'est la validité même de l'approche scientifique qui est en jeu. C'est un risque bien humain que de tout miser sur une « religion ou un système philosophique » avant même de la démontrer valide ; c'est donc une méconnaissance du danger réel que risque une telle stratégie basée sur la méprise de la possibilité de se tromper.

En d'autre terme, c'est la méconnaissance de l'apprentissage de l'inconnu par l'erreur : on en vient à éviter la confrontation à l'expérience et ce qu'elle enseigne pour justifier une programmation absurde et pour satisfaire des contingences administratives. On sort donc la science du domaine scientifique expérimental, c'est-à-dire du domaine par lequel la science permet de **réaliser** des « merveilles », beaucoup plus que la philosophie qui au mieux bâtit des **utopies** presque réalistes, voir des pyramides....

Ceci dit, je le reconnais, ce n'est seulement qu'un point de vue, mais c'est le mien.

Est-ce que je me sens lésé par un certain manque de moyens, de considération : Non en tout cas pas pour le manque de moyens : J'ai eu l'occasion de développer un panel d'expériences, certaines très chères d'autres beaucoup moins, sur un certain nombre de facettes des milieux granulaires (statiques, quasi-statiques, vibration, UltraSon, triaxiaux, centrifugeuses, RMN, ségrégation, tomographie IRM, Tomographie X, Airbus A300-0g, Fusées, satellite, ISS(?), fabrication et propriétés des compacts à très haute densité,...) ; pratiquement tout cela grâce à des collaborations me trouvant/proposant les financements adéquates, probablement parce que mes compétences et mes intérêts étaient uniques ou rares et cohérents. Quelques exemples : La semaine de centrifugeuse à Nantes nécessaire pour mesurer la distribution des contraintes dans un tas m'a été offerte par le LCPC, plusieurs années après l'étude des avalanches en centrifugeuse de P.Porion avec M.Luong et P.Habib ; l'expérience dans le satellite chinois SJ8 m'a été littéralement donnée parce que j'étais libre de discuter via e-mail entre Noël et le jour de l'an 2006, et un des rares à avoir déjà fait ce type d'expériences ; la ségrégation étudiée via IRM, liée juste à la mise en contact de collaborateurs... Pour les expériences peu chères: le labo en garde un certain nombre, et elles ont permis des publications à des étudiants en stage de 1 à 2 mois ; par exemple celle montrée par de Gennes à Apostrophes (1992) qui lui a valu beaucoup de correspondance dont j'ai assuré la majeure partie des réponses, ou d'autres montrée au Palais de la Découverte (2008).

De la même façon, j'ai poursuivi mon travail sur les gaz granulaires, au départ ce n'était pas une de mes priorités, car je ne pensais pas y trouver d'anomalies sérieuses. Ceci dit, les collaborations qui y sont nées m'ont permis de comprendre le bien-fondé des recherches sur les fluides vibrés en impesanteur, et d'être un moteur de cette recherche avec mes collègues russes... Par ailleurs, les problèmes que j'y ai rencontrés m'ont permis d'apporter un autre point de vue au passage micro-macro sur les forces de contacts (*Poudres&Grains* **14**, 82-95, 2005). Enfin et surtout, elles m'ont permis de trouver des anomalies réelles du comportement des gaz granulaires vibrés, anomalies qu'il était difficile (voir impossible) d'observer en gravité normale et que les simulations auraient pu mettre en évidence, mais ne l'avaient pas fait essentiellement pour des raisons de protocole de dépouillement, mais aussi de « rendement « horaire » ».

Ainsi l'interprétation correcte de ces comportements 0g est/fut longue (au moins 10ans de 2000-2010), d'autant que personne n'a fait mine d'y croire et ne m'a aider à répondre à mes questions, ne serait-ce qu'en fournissant certains résultats de ces simulations. Elle révèle maintenant un certain nombre d'incohérences des publications numériques et expérimentales sur ce sujet, qui se comptent par centaines (Au moins 10 publications/an dans PRL,Nature, Phys Rev,etc pendant 15 ans). A croire, au vu de ce que je lis, que l'argent des calculateurs sert surtout à produire une littérature peu fiable.

J'ai essayé de combattre ces approches au fur et à mesure. Cependant, beaucoup de spécialistes se sentent attaqués par mes points de vue, à tort car ce n'est pas eux que je critique mais leur point de vue. A croire qu'ils ne sont pas rompus au débat scientifique normal. Ceci dit, j'ai surtout été mis à l'écart pour mes volontés de coopération avec les mécaniciens et pour la défense de certains de leur point de vue, à raison, cf. passage précédent sur l'article avec de Gennes. J'avais alors développé certains articles dans Poudres&Grains, journal de l'Association AEMMG, que je dirige, car ils avaient été rejetés par les Editions appelés « scientifiques » ou de rang A, mais qui n'arrivent pas à faire abstraction d'un certain lobbysme, que j'appellerai racisme culturel... J'ai donc utiliser ce vecteur efficace pour transmettre mes idées, sachant que, contrairement à un « particulier », un « Professionnel » au nom de la loi se doit de tout connaître et dévaluer l'état des choses ; c'est donc de son ressort de faire sa bibliographie et de pas laisser quelque chose d'important. Ceci est contraire à ce que disent les « éditeurs scientifiques » pour accroître leurs ventes et leur pouvoir. (Pour une discussion un peu plus complète des devoirs des éditions et le développement de mon point de vue voir Annexes 6 et 7).

Ceci est d'autant plus vrai que dans un système à N nœuds en totale coordination (via Internet, la presse, la poste, le téléphone,...) le seuil de percolation est  $1/N$ . C'est-à-dire qu'il est indépendant du nombre de liens différents, et de la nature de ces liens. Donc tout ceci ne serait rien si les critiques étaient loyales ; en fait, elles cherchent à exclure. Et les autorités de régulation en prennent une part active en laissant faire, car c sont elles qui doivent maintenir les règles du jeu en l'état : que se passa-t-il après le 11 Septembre, n'y a-t-il pas eu d'enquête rétrospective... L'efficacité de la CIA n'a-t-elle pas été démythifiée.

De même l'efficacité de la science ne risque-t-elle pas d'être contrebattue rapidement, et son intérêt moins évident si les systèmes qu'elle gère ne fonctionnent plus correctement : que dire si on se retrouve avec des modèles non efficaces de météo,....

C'est aux organes de gestion de la recherche de maintenir la déontologie scientifique, de vérifier l'efficacité des discussions, l'existence d'une compréhension entre les gens, l'efficacité des services et des chefs de services. Ce n'est pas au chercheur à se battre tout seul pour faire admettre la légalité. Tout financeur de la recherche publique est responsable de ses actes, des moyens qu'il met à la disposition de la communauté, et doit vérifier qu'il ne biaise pas l'égalité de traitement.... En tout cas ce ne peut pas être seulement le fait du chercheur seul, quand toutes les instances l'incitent à agir autrement, et que personne ni aucune loi n'est là pour lui limiter ses transgressions.

Dans ces conditions, l'interdisciplinarité est difficile à vivre, ne serait-ce que parce que l'on se trouve seul, sans « clan » pour vous défendre vous aider à surmonter les difficultés. Ces 4 dernières années la situation a empiré pour moi, peut-être à cause du décès de de Gennes, de Biarez, et du départ de D. François je n'ai plus mes soutiens

ordinaires. Les rivalités antérieures ont reparues, d'autant que les expériences spatiales semblent « lucratives » et que les américains ont renoncé à leur programmation dans le domaine.

Une des raisons probables de cet arrêt est le manque d'intérêt des équipes franco-américaines sur le sujet pour définir des sujets à forte potentialité expérimentale : certains continuent à vouloir observer des cas de propagations de forces le long de droite (!?) ce qui n'est qu'un cas peu probable, visible probablement au mieux à contrainte quasi nulle ; d'autres ont réussi à rater l'interprétation de leur simulation sur les gaz granulaires et à n'en voir qu'un phénomène banal, alors qu'on doit y voir des effets anormaux.... Et en plus tout ce petit monde refuse l'évidence des faits expérimentaux : qui me donnent des contre-exemples, personne à mon avis. Cela mériterait un *Nature* pourtant !...

J'ai bien demandé l'aide du CNRS (Appendice 1) mais peine perdue. Aucune réponse sauf un début de sanction administrative pour moi : j'ai reçu une convocation de la DRH pour me rappeler mes devoirs (Appendice 2), devant témoin. Seule la médiatrice du CNRS a pris ma défense, mais elle est partie en retraite et ne semble pas avoir été remplacée, ni avoir transmis ses dossiers. Le comité d'éthique, à qui elle a parlé, se refuse au débat, ne veut pas se saisir de déontologie particulière. Pour l'instant rien n'est illégal, et je ne sais comment me défendre et contrecarrer ce dénie de droit, ni quelle sanction demandée. Aucune réclamation n'est possible tant qu'il n'y a pas de délit, ni de peine... Je suis interdit de faire valoir mes droits.

Ceci n'est pas la première fois : Je joins une lettre que j'ai écrite au Président A. George de la Commission 5 à propos d'un rapport qui me concerne, pour rectifier des faits précis. Aucun membre de la commission n'avait relevé d'incompatibilité ni d'incohérence ; aucune excuse ne leur est venue à l'esprit. Suite à cette commission, j'ai pris rendez-vous avec ce Président pour lui demander une expertise signée de mes articles, à publier dans *Poudres & Grains*. Pas de réponse... On accuse sans preuve.

De même, je joins l'article refusé par le J de Physique, publié pratiquement sous la même forme dans *Poudres&Grains* [*Stress propagation in granular media*, P&G7,1-18, (1999)] sur la théorie de la propagation de contrainte de Bouchaud, Cates, Wittmer, Claudin. C'est probablement moi qui aie raison, et Bouchaud, ... qui ont tort. Mais c'est probablement moi qui pourrait être sanctionné car je donne le rapport du Journal en lecture à cette commission, sans l'accord de l'éditeur, et pourtant c'est l'éditeur qui à mon sens est en tort du point de vue de la déontologie scientifique.

Comme autre exemple, je donne une lettre écrite à *Nature* où j'accuse le journal d'un manque notoire de connaissance bibliographique, ce qui est un comble pour un système expert ; et où l'éditeur me renvoie tout naturellement à la responsabilité des auteurs....

Je compte sur mon incapacité temporaire liée à mes troubles médicaux pour éviter des sanctions (annexe 6)... mais en vérité, ce devrait être aux journaux d'être sur le grill, et aux systèmes experts : que dire de la lettre à l'AERES, qui n'a pu que conquérir à un changement lent de direction du laboratoire....

À l'heure actuelle, un certain nombre de groupes de scientifiques internationaux semblent intéresser par mes expériences de milieux granulaires en apesanteur. C'est normal, j'en ai fait la promotion (en partie à la demande du CNES et de l'ESA). Ceci dit, ces groupes cherchent maintenant à me mettre à l'écart, et refusent le débat scientifique, cherchant à faire jouer la loi de la majorité, avançant de fausses preuves, des simulations invérifiables, incontrôlables, sans data(?!). Depuis quand un système peut se faire duper ainsi, et depuis quand un dénie de droit se joue-t-il à la majorité devant un groupe



d'expert scientifiques ou devant n'importe quelle juridiction, ... L'avantage doit rester à l'accusé tant qu'il n'y a pas de preuve. Dans l'autre cas, ce sera tout notre système de valeur qui tombera. La science expérimentale est l'archétype du lieu où il faut se battre pour cette conception.

## A.2.2- Bilan des travaux de recherches

### a) Milieux granulaires vibrés et impesanteur :

Depuis quelques années, nous étions confrontés à un certain nombre d'incompatibilité » entre nos résultats expérimentaux (MiniTexus 5, Maxus 5, Maxus 7, Airbus et SJ8) avec les résultats publiés par nos collègues du monde entier, souvent simulateurs :

- (i) Nous nous étions rendu compte que dès que la cellule contenait plus d'une couche de billes, la « température » des billes (c'est-à-dire  $\langle v^2 \rangle$ ) est inférieure à la vitesse typique de la paroi  $V = b\omega$ , or celle-ci doit être comparée au carré  $c^2$  de la vitesse  $c$  du son du gaz, qui est en fait liée à  $\langle v^2 \rangle$ . On peut donc conclure que la paroi « attaque » donc le gaz granulaire en régime supersonique ; et nous ne voyons pourtant aucune « onde de choc » !!?
- (ii) Ceci arrive expérimentalement dès que le nombre de couche  $n$  de billes recouvrant le fond de la cellule est plus grand que  $n_c \approx 1$ . Ce nombre  $n_c$  correspond approximativement à un libre parcours moyen  $l_c$  égal à la longueur  $L$  de la cellule,  $L$  étant la dimension dans le sens de vibration. Donc, si  $n > n_c$ ,  $L \gg l_c$ , cas d'un gaz normal; et si  $n < n_c$ ,  $L \ll l_c$ , on est alors en régime dit de Knudsen.
- (iii) Dans le cas « gazeux »,  $n \gg n_c$ , les modèles précisaient la distribution des vitesses au sein du gaz, en définissant une température locale et en modélisant sa variation en fonction de la distance aux parois et de la nature des parois (froide, chaude,...).
- (iv) La température locale aux parois est donc fixée de manière ad hoc, et peu d'articles se sont intéressés à cette « température » près de la paroi. Comment relier cette température au mécanisme local d'excitation ? Est-elle la même pour un sinus, une dent de scie, une excitation thermique. Les simulations disent que « rien ne change », mais ne donnent pas réellement de graphe.
- (v) Par contre je savais que lorsque les billes sont en nombre suffisant ( $n > n_c$ ), celles-ci arrivent très lentement aux parois, et ne se heurtent à la paroi que lorsque cette dernière est en extension (presque) complète ; du coup les billes ne reçoivent qu'une faible impulsion lors des chocs. Les simulations numériques concluaient à l'existence d'aucune incidence spécifique du mode d'excitation (sinus, dents de scie, thermique).
- (vi) Quand  $n < n_c$ , la distribution moyenne des vitesses est totalement « anormale », en  $\exp(-v/v_0)$  et non en  $\exp(-v^2/v_0^2)$ , (d'après les expériences Airbus A300-0g, qui ont été répétées...).
- (vii) Quel est donc le rôle réel de la paroi excitante ? Est-ce celui d'un vélostatis ou d'un thermostat, c'est en ces termes que j'ai posé le débat. (Nous verrons que je peux répondre maintenant que c'est celui d'un vélostatis, en tout cas partiellement).
- (viii) Quel est le nombre réel de phase en présence ? 1 disent les physiciens/simulateurs . Je pense plutôt 2 depuis un certain temps, voir plus maintenant et pour d'autres cas....

Etc....

La publication de nos résultats et de leur incompatibilité avec ceux de la communauté physicienne a laissé imperturbable celle-ci. Même lorsque je participais à un certain nombre de carrefour scientifiques, « école d'été » de quelques semaines (UCSB, Leiden, invitation à des séminaires ..). Personne n'a proposé de collaborer et de confronter ses datas aux nôtres.

Je soupçonnais bien une certaine méprise dans la façon de dépouiller les résultats de simulations, mais il fallait le prouver. L'occasion a été fournie par l'arrivée en stage d'1 an à l'ECP de R. Lui (étudiant chinois en thèse avec M. Hou), qui avait simulé des gaz granulaires. Il fallait lui faire reprendre ses simulations dans un cas plus proches du mien et de lui proposer une méthode sérieuse de dépouillement des données : Mesurer des effets là où personne ne cherchant réellement à les voir.

Ces simulations sont basées sur un algorithme en C++ de dynamique moléculaire classique ; on considère des échantillons 3d dont le nombre de particules peut être varié et des collisions représentées par un coefficient de restitution inférieur à 1 (système dissipatif). Les conditions aux limites appropriées seront précisées ci-dessous.

A ce jour, ces simulations numériques ont permis de faire varier le nombre  $N$  de particules sphériques pour couvrir des taux de remplissages de 1 à 4 couches et de considérer trois valeurs différentes -  $\epsilon=0.7, 0.8, 0.9$  - du coefficient de restitution  $\epsilon$  (la rotation et la friction sont négligées). La boîte est parallélépipédique, de dimensions réduites  $60 \times 20 \times 20$ , l'unité de longueur étant le diamètre  $d=1$  de la bille.  $L=60$  est la longueur caractéristique dans la direction de l'axe  $z$  des vibrations et le rapport d'aspect de 3 correspond au cas de l'expérience MAXUS 7. Les différentes fonctions mathématiques représentant les conditions de vibrations des parois de la cavité ont permis de traiter les cas d'une paroi thermique, d'une paroi en mouvement « quasi-sinus », i.e. (séries des 2 sommets de 2 paraboles têtes-bêches), symétrique et non symétrique, et d'une paroi en mouvement triangulaire, symétrique et non symétrique.

Les principaux résultats nouveaux de ces simulations sont évidemment donnés par la possibilité d'analyser localement le comportement des billes en fonction de la côte  $z$  dans la direction de vibration de la cavité (discrétisation de l'axe  $z$  à l'échelle de la bille). Le programme détecte les collisions bille-bille et bille-paroi. Les instantanés de la position et de la vitesse des billes sont observés toutes les  $N/10$  collisions et le programme stoppe après  $100 \times N$  collisions (séquences de  $10 \times N^2$  instantanés). On cherche à identifier le domaine correspondant à des conditions stationnaires grâce à une analyse par séquences temporelles.

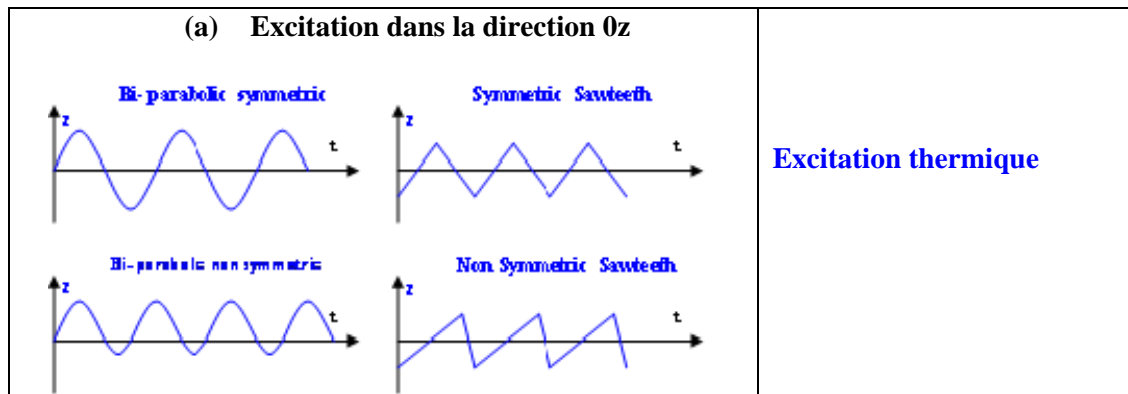
A chaque instantané, les billes sont aussi subdivisées en deux classes suivant les directions ( $z^+$  et  $z^-$ ) respectives de leurs vitesses selon l'axe  $z$ . Les paramètres essentiels analysés sont les distributions de densité et de vitesse, la vitesse moyenne (ou le flux moyen), la température moyenne et la pression moyenne, en fonction de  $z$ , pour la classe complète, et pour les deux sous-classes de billes. A ce jour, l'extraction de ces paramètres a nécessité de tracer et **de dépouiller plus de 6000 courbes** et c'est un minimum, c'est le **prix nécessaire à payer** pour traiter des systèmes complexes inhomogènes et montrer qu'ils n'obéissent pas toujours à des lois de champ moyen. Tous les résultats bruts et une première analyse ont été mis en ligne dans Poudres & Grains, et ont servis de support à une communication orale. [P. Evesque, R. Liu & M. Hou, "Evidence for speed-symmetry breaking in steady state of dissipative granular gas in 0g, i.e. Oral Presentation at Powders & Grains 2009, Golden, Colorado, USA, (July 2009)].

On trouvera une analyse complète de ces résultats et de leur interprétation dans Poudres & Grains [P. Evesque ; *Poudres & Grains* **17**, 577 (2009), en français ; P. Evesque ; *Poudres &*

*Grains* **18**,1 (2010), en anglais]. J'ai écrit cette version anglaise quand je me suis aperçu que Rui Lui n'avait pas utilisé ses résultats pour sa thèse (29 Mai 2010).

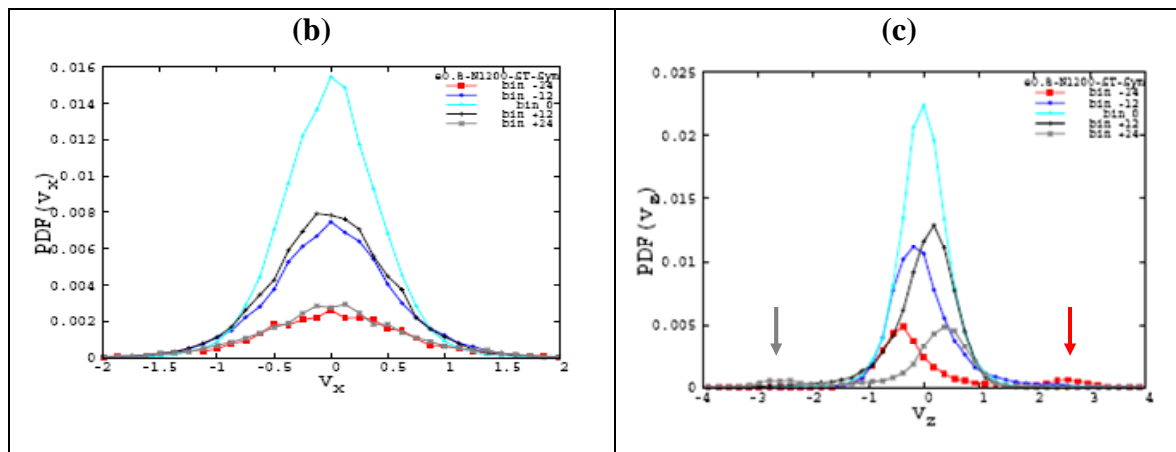
Pour simplifier, on peut décrire les résultats de la façon suivante :

La figure (a) qui suit décrit les différentes conditions de vibrations (bi-paraboliques symétriques et non symétriques, dents de scie symétriques et non symétriques, thermique). Ces vibrations ont lieu dans la direction Oz de la boîte parallélépipédique (longueur  $L=60d$  le long de Oz, largeur et hauteur  $l=h=20d$ , où  $d$  est le diamètre de la bille définissant l'unité de longueur,  $d=1$ ).



*Figure (a) Différents types d'excitation testés dans les simulations numériques.*

Puis les figures (b) à (h) illustrent quelques uns des résultats originaux obtenus par ces simulations numériques.



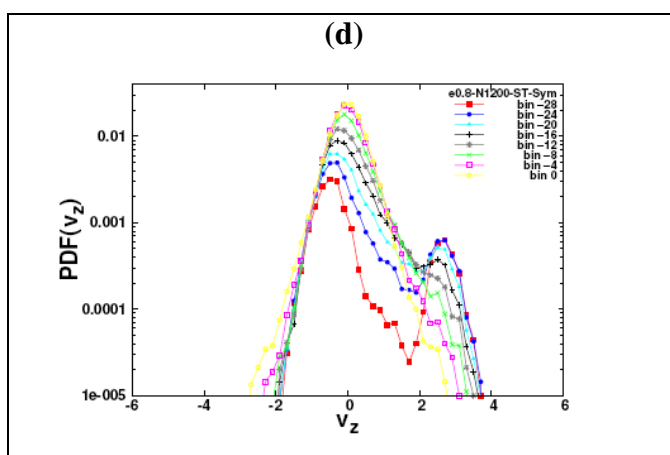
*Figures (b) et (c). Résultats des simulations numériques pour une excitation en dents de scie symétrique pour  $N=1200$  billes dans une boîte vibrée parallélépipédique de dimensions  $(L=60d) \times (h=20d) \times (e=20d)$ , avec  $d=1$  (ua) et un coefficient de restitution normal  $\epsilon=0.8$  pour les collisions bille-bille.*

- (b) Les courbes de  $V_x$  montrent que les distributions de ces composantes sont symétriques par rapport à une vitesse moyenne nulle.*
- (c) Les distributions  $V_z$  ne sont pas symétriques et dépendent de la position  $z$ . Par contre chaque distribution de vitesse doit avoir une moyenne nulle, condition de stationnarité du flux. Un second pic apparaît donc pour les positions proches des parois vibrées (voir flèches bleue et rouge) dont on peut mieux visualiser l'importance relative en coordonnées lin-log (voir figure (d) ci-après)*

Pour une analyse cohérente on peut s'imaginer la boîte verticale (la boîte est donc « debout », la direction des vibrations est dans la direction « bas↔haut » de la page, ce qui correspond à l'axe Oz vertical et aux parois vibrées « inférieure » en  $z=-L/2$  et « supérieure » en  $z=L/2$ ). L'axe Ox est horizontal, l'axe Oy est perpendiculaire à la feuille.

Dans la Figure (b), les distributions des composantes  $V_x$  ou  $V_y$  des vitesses dirigées le long de Ox et de Oy (perpendiculaires à la direction des vibrations Oz) pour différentes positions z. Courbes rouge et grise:  $z = L/10$  et  $9L/10$ , (près des parois vibrées). Courbes bleue et noire:  $z=3L/10$  et  $7L/10$  (milieu des 2 demies-boîtes selon z). Courbe bleu-clair:  $z=L/2$  (au centre de la boîte). Ces courbes montrent que les distributions de ces composantes sont symétriques par rapport à une vitesse moyenne nulle.

Dans la Figure (c), les distributions des composantes  $V_z$  des vitesses dirigées le long de Oz (parallèles à la direction des vibrations Oz) pour différentes positions z dans la boîte. Courbe rouge :  $z=L/10$ , (près de la paroi vibrée inférieure). Courbe bleue :  $z=3L/10$  (milieu-inférieur). Courbe bleu-clair:  $z=L/2$  (au centre de la boîte). Courbe noire :  $z = 7L/10$  (milieu-supérieur). Courbe grise :  $z =9L/10$  (près de la paroi vibrée supérieure). Ces courbes ne sont pas symétriques par rapport à une vitesse moyenne nulle, excepté au centre de la boîte. Un second pic apparaît pour les positions proches des parois vibrées (voir flèches bleue et rouge) dont on peut mieux visualiser l'importance relative en coordonnées lin-log (voir figure (d) ci-après)



**Figure d :** Mêmes courbes de distributions des vitesses selon Oz que dans la figure (c) ci-dessus, mais seules les courbes des distributions en bas de la boîte ( $z < 0$ ) sont représentées pour mettre en évidence la dissymétrie des distributions. Elles sont représentées en coordonnées lin-log pour mieux voir les deux pics.

Courbe bleue :  $z= 3L/10$  (milieu-inférieur). Courbe bleu-clair:  $z=L/2$  (au centre de la boîte). Courbe noire :  $z = 7L/10$  (milieu-supérieur). Courbe grise :  $z =9L/10$  (près de la paroi vibrée supérieure). Le second pic de la distribution est clairement visible.

On note aussi que la distribution moyenne, que l'on obtient en faisant la somme pondérée des ces distributions sur l'ensemble de la boîte, redevient symétrique.

La Figure d représente les distributions de  $V_z$  dans la partie basse de la boîte, avec une excitation en dents de scie, et en coordonnées log-linéaire pour accentuer l'existence des deux pics.

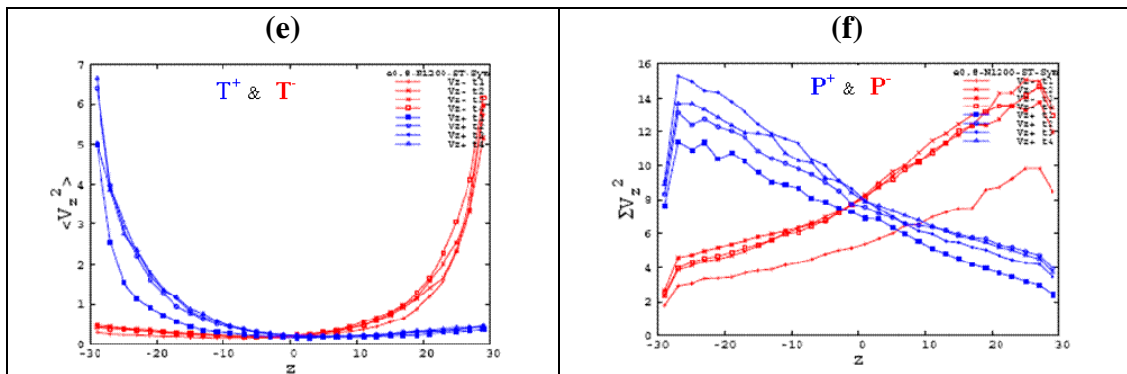
On notera aussi que la distribution moyenne, que l'on obtient en faisant la somme pondérée des ces distributions sur l'ensemble de la boîte, redevient symétrique.

Du fait de la dissymétrie des vitesses la vitesse moyenne selon  $+z$  et selon  $-z$  dépendent de la position  $z$ . Par contre, le flux de billes doit être nulle à travers une surface horizontale car le flux doit être constant. On en déduit :  $\langle v^+ \rangle_z \neq \langle v^- \rangle_z$ , bien que  $\langle v \rangle_z = 0$ . Ceci implique que la densité de particules dans la direction  $+z$  est différente de celle allant dans la direction  $-z$ .

Tout ceci semble compliqué, mais la cause en est relativement simple : les billes qui se rapproche du « bas » le font « lentement », mais elles prennent une claque en se faisant frapper par la paroi ; du coup elles repartent plus vite. Ensuite elles sont ralenties par collision avec les autres billes en traversant le gaz, c'est-à-dire en « remontant vers le haut ». Là elles sont très ralenties et reprennent une claque de la part de la paroi du haut.

Le fait d'imposer un régime stationnaire fait le reste : le système doit trouver son équilibre local. Celui impose qu'il n'y a pas d'accumulation de particules, et ceci à tout endroit. Donc à tout  $z$ , le flux des particules allant vers le haut doit être égal à celui allant vers le bas soit :  $\langle v \rangle_z = 0$  bien que  $\langle v^+ \rangle_z \neq -\langle v^- \rangle_z$ , car  $\langle \rho v^+ \rangle_z = -\langle \rho v^- \rangle_z$ , ceci qui revient à dire :  $\rho^+ \rho^- \neq 1$ .

On peut montrer de la même façon que cela implique l'existence de deux températures  $T_+(z)$  et  $T_-(z)$  et de deux pressions dynamiques différentes  $P_+(z)$  et  $P_-(z)$ . C'est ce que l'on voit aussi « expérimentalement » par des simulations adéquates dans la Figures (e) et (f). Et c'est ce qui nous troublait dans nos expériences : les conditions aux limites jouent un rôle remarquable qui ne peut pas être simplifié par une paroi thermique. Elles génèrent des particules rapides qui s'essouffent par contact avec le tas et reviennent lentement vers les parois.

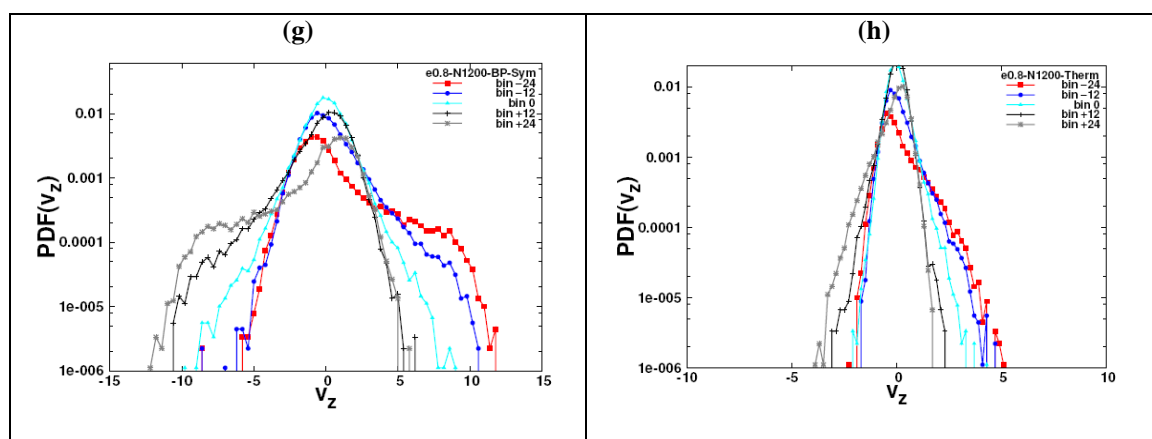


**Figures e et f : mêmes paramètres opératoires que pour les figures (b) et (c) précédentes**

- (e) Distributions des températures granulaires  $T^+$  et  $T^-$  pour les billes traversant un plan parallèle à  $xOy$ , respectivement du « bas » vers le « haut » ( $z > 0$ ) et du « haut » vers le « bas » ( $z < 0$ ), en fonction de  $z$ . Les 4 courbes  $T^+$  (respectivement  $T^-$ ), sont obtenues après 4 temps différents, permettant de vérifier la convergence vers un état dynamique stationnaire.
- (f) Distributions associées des composantes de pressions dynamiques  $P^+$  et  $P^-$  pour les billes traversant un plan parallèle à  $xOy$ , respectivement du « bas » vers le « haut » ( $z > 0$ ) et du « haut » vers le « bas » ( $z < 0$ ). Mêmes caractéristiques que pour la figure (e).

Les conditions aux limites se voient dans tout le tas : si on regarde la pression dynamique elle varie continûment d'une paroi à l'autre. Il n'est donc pas question a priori de pouvoir traiter cet effet par un effet de bord, sauf à vouloir nier la façon dont nous cherchons à exciter ce « tas ».

On peut se demander enfin si la forme de l'excitation joue un rôle sur les data. Les Figures (g) et (h) répondent à cette question : Les distributions locales des vitesses dépendent fortement de la forme de l'excitation. On note par contre des comportements similaires sur  $P_+$  et  $P_-$ , mais d'ampleur différente.



**Figure (g) et (h) sur l'influence de la forme d'excitation, i.e. excitation sinus et thermique, sur la distribution des vitesse  $V_z$ . Mêmes caractéristiques des simulations que dans les figures précédentes ( $N=1200$ ,  $(L=60d)x(h=20d)x(e=20d)$ ,  $\varepsilon=0.8$ ).**

(g) Cas d'une excitation bi-parabolique (représentative de l'excitation sinusoïdale réalisée expérimentalement). Distributions des vitesses  $V_z$  en coordonnées lin-log avec le même code de couleurs que dans la figure (d). L'asymétrie des courbes est visible, notamment près des parois vibrées inférieure ( $z=0$ ) et supérieure ( $z=L$ ), mais apparaît plus faible que celle observée dans la figure (d) où l'excitation en dents de scie.

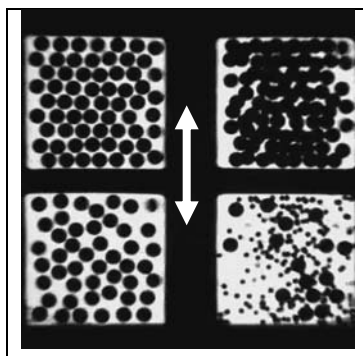
(h) Cas d'une excitation thermique non-symétrique (même code de couleurs que dans les figures (d) et (g)). Les deux températures d'excitation correspondent à  $T_{\text{« haut »}}=T_{Z=L}=2T_{\text{« bas »}}=T_{Z=0}$ , conduisant à une asymétrie très remarquable des distributions en fonction de  $z$ .

### Thèse de YP Chen :

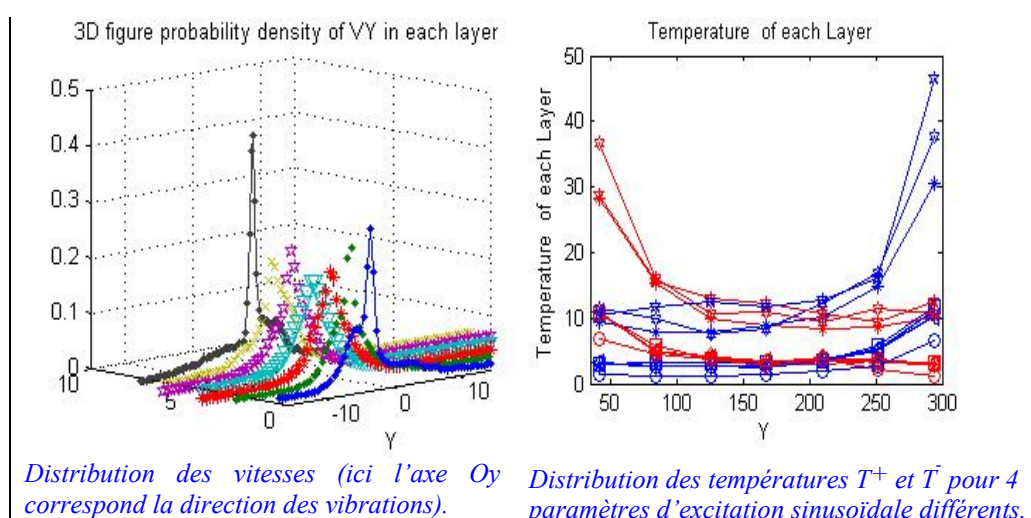
Du point de vue expérimental, nous avons retrouvé expérimentalement des caractéristiques similaires lors du re-dépouillement rapide des expériences Airbus 2006 avec un système 2d plus dense ( $n=5$ ) (voir Figure (i) ci-dessous) lors de mon séjour en Chine de 2010.

Du coup, le travail de YanPei Chen s'est trouvé complètement défini : Retrouver et étudier l'origine de ces comportements granulaires dans des systèmes 2d, puis les généraliser à 3d, et prouver l'importance de ces/ses résultats dans le contexte des granulaires et des gaz granulaires. C'est une tâche énorme, compte tenu des enjeux et du contexte scientifique, mais elle est réaliste, puisque la Chine voudra avoir des résultats fiables et utiles pour la conquête spatiale. Son travail de préparation est réalisé, tant du point de vue expérimental que des simulations comme nous allons montrer: d'abord, elle dialogue en anglais et en français, elle a appris à rédiger ; elle connaît maintenant les langages de programmation et d'analyse d'images pour dépouiller les films vidéo et leur extraire les paramètres importants (cf. Figure j). Elle a créé et améliore maintenant son logiciel de simulation 2d (cf. exemple sur la Figure k), de le rendre adaptable au 3d, et d'ajouter des possibilités d'excitation (sinus, thermique,...).





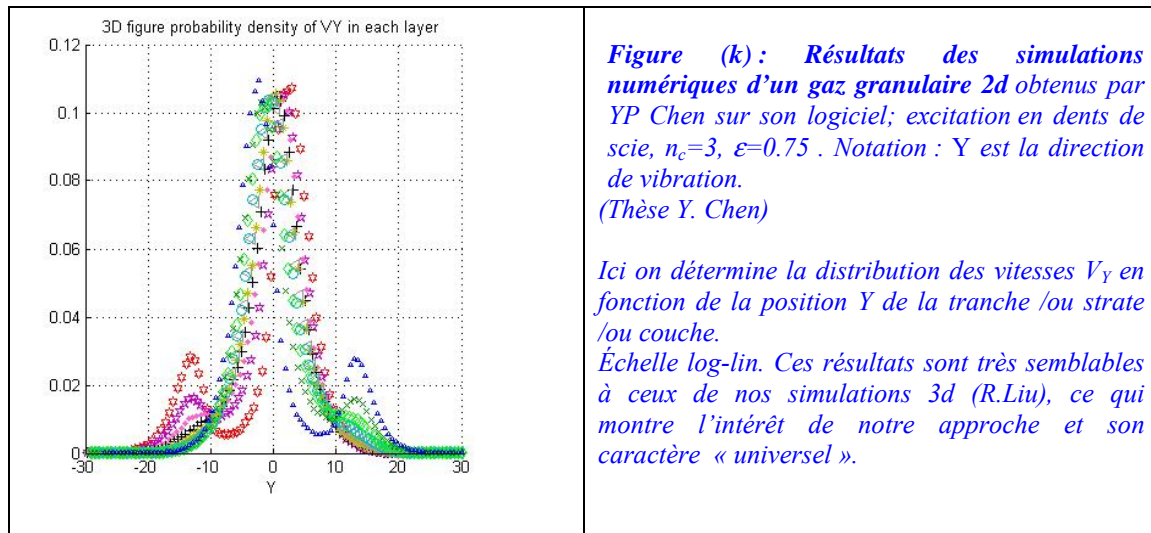
**Figure i :** *Expérience à bord de l'Airbus A300-0g permettant l'étude de la dynamique de 47 billes ( $n_c \approx 5$ ) contenues dans le compartiment inférieur gauche de la cellule 2d,  $L \times L = 1 \text{ cm}^2$ , vibrée. Cette cellule correspond à la géométrie de la cellule chinoise utilisée dans le satellite SJ 8 (2006)*



**Figure j :** *Résultats de l'analyse de la dynamique des 47 billes du film de la Figure (i) (cas  $n_c \approx 5$ ) contenues dans le compartiment inférieur gauche de la cellule 2d,  $L \times L = 1 \text{ cm}^2$ , vibrée dans le rack de vibration de l'Airbus A300-ZéroG. Cette cellule correspond au modèle de la cellule chinoise utilisée dans le satellite SJ 8*

La figure (k) illustre un des objectifs des études par simulations numériques 2d effectuées actuellement par Y. Chen dans le cadre de sa thèse, pour généraliser les phénomènes observés et réaliser une comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus avec des cellules 2d carrées de taille variable  $L=1 \text{ cm}$  (ici) à  $L=7 \text{ cm}$ . Divers taux de remplissage et différentes conditions d'excitations sinusoïdales ou en dents de scie sont prévues soit dans des expériences à bord de l'Airbus A300 Zéro ou surtout sur le vibreur de l'ECP (de caractéristique similaire à celui de l'Airbus, mais orientable facilement maintenant) pour des expériences sol avec des cellules horizontales, ou à « g variable en fonction de l'inclinaison ».





### Conclusion :

Ces résultats permettent d'avancer trois conclusions principales:

**a)** Le résultat entièrement original est l'existence d'une asymétrie de comportement pour les billes allant vers la paroi vibrée la plus proche et pour celles s'éloignant de cette même paroi vibrante. Ceci se traduit entre autre par l'existence de 2 températures différentes  $T_{Y+}$  et  $T_{Y-}$  pour ces deux types de bille, à 2d, (ou  $T_{z+}$  et  $T_{z-}$  à 3d). A ces deux températures ( $T_{z+}$  et  $T_{z-}$  à 3d ou  $T_{Y+}$  et  $T_{Y-}$  à 2d), on peut associer 2 pressions dynamiques différentes ( $P_{z+}$  et  $P_{z-}$  à 3d ou  $P_{Y+}$  et  $P_{Y-}$  à 2d) et 2 densités moyennes différentes ( $\rho_{z+}$  et  $\rho_{z-}$  à 3d ou  $\rho_{Y+}$  et  $\rho_{Y-}$  à 2d).

**b)** En régime stationnaire, l'impossibilité d'accumuler des masses en n'importe quel point impose un débit moyen nul en tout point de l'espace. Les paires de grandeurs nouvelles ( $P_+$  et  $P_-$ ,  $T_+$  et  $T_-$ ,  $\rho_+$  et  $\rho_-$ ) que l'on a défini dans la direction de vibration varient continûment le long de l'axe de vibration (z ou Y) et ne sont égales qu'en un seul point (le centre de la cellule dans le cas d'une excitation symétrique). La distribution réelle des vitesses dans le gaz granulaire (dissipatif) ne peut donc pas être prise en compte par la distribution classique (quasi-isotrope dans toutes les directions) du gaz moléculaire non-dissipatif. Les résultats selon x et y ( $\perp$  à z à 3d) [ou X ( $\perp$  à Y à 2d)] sont conformes à la symétrie du système considéré (homogénéités de la densité et symétrie des distributions par rapport à la vitesse nulle, quel que soit z ou Y).

**c)** Pour les conditions paramétriques comparables avec nos expériences déjà réalisées, les résultats de nos simulations numériques sont similaires aux observations expérimentales. C'est notamment le cas pour les deux principaux comportements associés au caractère supersonique du mouvement de la paroi et observés à partir des analyses des images, à savoir :

- une vitesse moyenne des particules plus faible que celle des parois dès que  $n_c \geq 1$ ,
- l'absence d'onde de choc,
- la déplétion du nombre de billes près des parois vibrantes, sur une zone d'autant plus grande que le nombre de billes dans la boîte augmente.

**d)** Si la simulation des systèmes pour  $n_c > 3$  reste encore à faire, il est important de noter que ces premiers travaux de simulations numériques montrent déjà que la préparation et la réalisation des futures expériences devra aussi permettre d'extraire les mêmes informations locales avec un degré de précision approprié (en sachant, par exemple, que la dissymétrie entre les deux directions  $\pm z$  est imposée par le mode d'excitation). Ces simulations ont donc été un atout essentiel pour mieux préciser les définitions des exigences scientifiques des instruments VIP-Gran et Dynagran, notamment en matière de diagnostics optiques et de conditions opératoires des caméras rapides (et en complétant, par exemple, le savoir-faire déjà acquis avec la caméra rapide).

**Lévitación magnétique :** (collaboration : A.Mailfert, P. Evesque, D.Beysens, Y.Garrabos, D.Chatain).

Nous avons réalisés la fabrication d'un *prototype de léviteuse magnétique 2d* (2009) pour des pastilles cylindriques en graphite (diamagnétique) basé sur des aimants permanents arrangés périodiquement, avec des orientations magnétiques différentes, variant suivant une période spatiale.

Le système marche correctement, bien que l'on observe (i) de petites irrégularités de champ dans la direction transverse aux plaquettes, (ii) une faible interaction magnétique entre les pastilles cylindriques de carbone. Ces deux effets limitent l'intérêt de cette méthode. Le premier peut être réduit en augmentant le nombre d'orientations d'aimantation différentes et la taille des pastilles diamagnétiques. Le deuxième engendre une cohésion locale dont on peut réduire l'effet moyen soit en augmentant les vibrations soumises aux gaz granulaire (pastilles de graphite ou autres), soit en augmentant le diamètre de ces grains, mais on ne peut pas s'en affranchir complètement pour étudier les lois d'échelle de la dynamique de relaxation temporelle.

Pour 2011 on poursuit la fabrication d'un prototype de léviteuse avec un format plus grand (format A5 ou A4). J'ai obtenu la fabrication d'aimants adaptés lors de mon séjour en Chine et ai donné ces aimants à D. Chatain, qui doit réaliser l'aimantation et l'assemblage des aimants.

On se propose aussi de tester des grains supraconducteurs à haute température (YBaCuO) grâce à la collaboration de X.Chaud (CNRS-CRETA Grenoble), ou au besoin en débitant un petit cylindre que m'a donné M. Lagues (ESPCI) fin 2009.

A noter (pour l'anecdote) que cette série de collaborations a commencé à Grenoble (13 Mars 2009) ; c'est au retour de cette réunion que j'ai eu un petit infarctus dans le train ; le diagnostic l'a confirmé le lendemain (test sanguin, stent,...), ce qui a causé mon AVC, d'où kiné, rééducation orthoptique et orthophonique toujours d'actualité ....

### **Service d'usinage**

J'espère avoir montré l'intérêt que j'ai tiré de la collaboration scientifique avec M. Hou : elle m'a permis d'acquérir des résultats significatifs intéressants (SJ-8) et nous avons joint nos efforts de demande de financement (ESA, CNSA, CNES). Son intérêt est certain, tant du point de vue savoir faire théorique, appui financier que know-how. Ceci dit, l'intérêt pour moi ne s'arrête pas là : elle m'a mis à disposition gracieusement son service local d'usinage pour la réalisation de montage. J'ai par exemple bénéficié d'aimants permanents pour le projet de lévitation. J'ai aussi fait réaliser un certain nombre de pièces mécaniques au sein du CAS-Pékin ; par exemple les pièces d'une seringue que je me propose de tester et d'utiliser pour les triaxiaux du laboratoire ; cette fabrication m'était refusée par l'atelier d'usinage de mon laboratoire (2006-2008, cf.

compte-rendu des Conseils du Laboratoire MSSMat, entre autres celui du 14/12/07) ; j'ai obtenu les pièces en 1 jour à Pékin lors d'un voyage express pour la collaboration Dynagran. De la même façon j'ai fait réaliser les premières cellules de la thèse de YanPei en 2009-2010 au CAS-Pékin, qui m'étaient refusées par le labo.

Le dialogue avec l'atelier d'usinage MSSMat semble maintenant rétabli depuis Juin et Septembre 2010, grâce à la nouvelle direction (janvier 2010): J'y ai fait réaliser des modifications pour les cellules de YanPei (juin 2010), puis un support tournant (Sept. 2010) permettant d'orienter notre vibreur électromagnétique, et récemment un support coulissant permettant de limiter le couple supporté par l'axe de vibration du vibreur ; ce montage est trop récent et son fonctionnement pas encore testé.

Ceci me permet d'aborder à nouveau certaines difficultés rencontrées dans le travail. Il a fallu des demandes répétées à la Direction de l'ECP, au Délégué Régional, à la médecine du travail et auprès du médiateur cnrs pour recouvrer un régime normal de fonctionnement (voir pièces annexes 1-4).

### ***Travail de F.Douit***

A partir de Sept. 2005, j'ai été amené à m'occuper de F. Douit, technicien cnrs embauché en janvier 2005 au laboratoire. Au départ je n'avais pas du tout travaillé avec lui, ni été dans le processus d'embauche ; mais un de mes étudiants, N. Da Silva, en stage master de 6 mois avec moi, lui avait demandé quelques services pendant que j'étais aux USA (KITP, Santa Barbara) pendant un mois et me l'avait recommandé. Semble-t-il il y avait une incompatibilité entre ce qu'on lui demandait et ce qu'il arrivait à fournir et une certaine incompréhension s'établissait ; depuis 2006, je lui ai donné quelques mini-travaux qu'il réalisait avec bonne volonté, mais je n'étais pas chargé de son encadrement ; et sa situation empirait. Le fait que F.Douit ait été soigné par la médecine hospitalière et que j'ai cherché à le tirer d'affaire m'a probablement permis de résoudre les deux problèmes à la fois (celui de l'atelier et de F.Douit), (cf. Appendice 4, Appendice 1), grâce aussi à l'intervention de la médecine du travail.

J'espère que ce mal être, lié au relâchement de l'encadrement, est maintenant derrière lui ; ceci dit, le laboratoire a connu un autre cas presque similaire dans le passé (fin 90-début 2000) ; juste après son embauche aussi, cette personne avait développé une certaine difficulté d'adaptation, mais s'était reprise assez vite grâce à un changement rapide d'encadrement ; puis est intervenu un autre changement d'affectation au sein du labo...

En tout cas, F. Douit est de plus en plus autonome, comme l'a constaté le médecin du travail à plusieurs reprises. Au départ il s'est mis au traitement vidéo par ImageJ et à des tests sur des capteurs de déplacement par sonde laser. Depuis 1 ou 2 ans, il s'est mis à l'interfaçage sur une plateforme Windows XP d'une caméra JAI M30 (datant de 2000, mais pouvant travailler à 120Hz, 120fps). Il a géré l'installation du logiciel de gestion de notre nouvelle caméra rapide et aider à la mise en place du traitement vidéo. Plus récemment encore il a programmé la compression automatique des séquences vidéo acquises à partir de cette caméra sur l'Airbus, de telle sorte que la lecture des 31 séries (de 500 photos de 1Moct chacune), ce qui correspond aux data d'un vol, soient compressées en 15 mn au total environ ; ceci nous permet d'envisager la compression en direct dans l'Airbus. Il a aussi travaillé sur les montages d'amélioration mécanique du vibreur. Il s'est mis aussi sur des tests d'évaluation des gauges piézoélectriques sélectionnées par l'équipe d'industriels développant VIP-Gran. Il est toujours en liaison avec la médecine du travail, car ses troubles sont encore perceptibles.

## **b) Milieu fluide près du point critique et sous vibration:**

### ***Prologue historique :***

C'est le deuxième grand sujet qui me relie à la recherche spatiale. Lorsqu'en 1990 l'ESA m'a proposé de former un groupe d'experts sur les matériaux granulaires et la micro pesanteur, j'ai accepté avec reconnaissance et ai constitué un groupe de quatre personnes (D.Sornette, HGB Allersma, C.Thornton et moi-même, 1990-93) ; j'ai été mis en relation avec d'autres passionnés d'espace, dont D. Beysens très actif à l'ESA qui m'a proposé dès 1992 de participer à l'expérience MiniTexus 5 (1998) ; j'ai aussi pu connaître lors d'un congrès (sur la Kama, 1992) des chercheurs russes de Perm (V.Kozlov, T et D. Lyubimov) spécialistes en hydrodynamique de vibration ; ils m'ont initié par la suite à leur domaine de recherche grâce à leur invitation régulière de l'ECP. D'où une série de travaux déjà anciens sur les liquides vibrés (1995-2005). Cette collaboration a permis de former un groupe d'équipes de recherche (TT Vibration) intéressées par l'effet des vibrations dans les fluides en micro-gravité dès 2000. Ont suivi les expériences Maxus 5 et 7, des vols en Airbus, puis un contact (fin 2005) avec M.Hou du CAS à Beijing formalisant rapidement un contrat tacite de collaboration (1/1/2006) sur l'expérience chinoise SJ8 (Sept 2006), puis sur de projets communs (Vol paraboliques CNES et expérience Dynagran de SJ-10). C'est grâce à la reconduction écrite (2006 ou 2007) de ce contrat tacite et probablement « illégal » de collaboration scientifique entre M. Hou et moi formulée lors de la demande initiale de Dynagran à la Chine que j'ai vu arriver en Oct. 2009 R.Liu, en thèse à la CAS, pour un stage d'un an, missionné par la CAS et que j'ai assisté à sa thèse en Mai 2010 à Pékin.

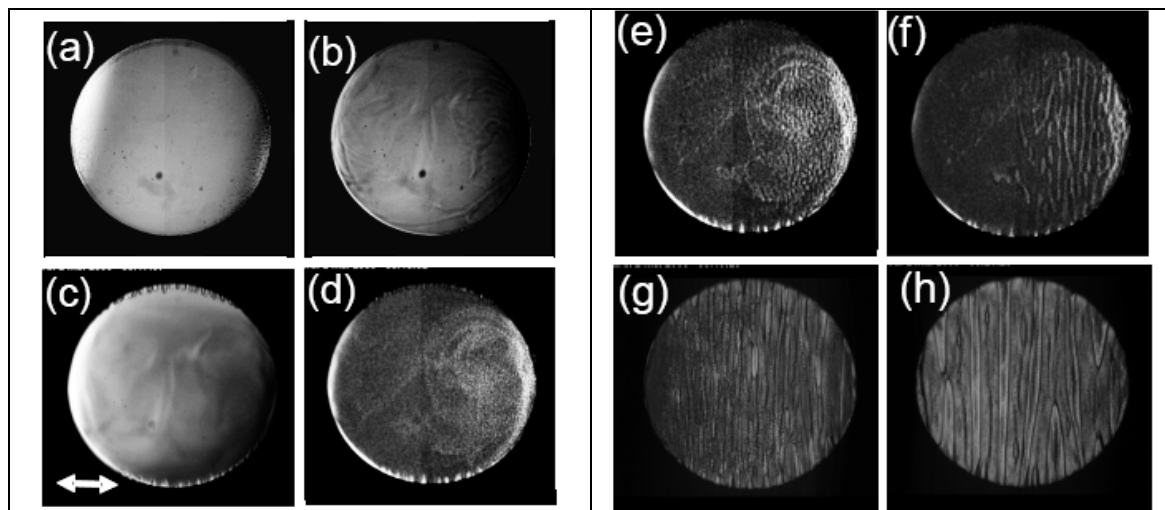
La responsabilité du développement de Dynagran et de Vip-Gran m'occupe dès lors suffisamment pour que mon travail sur les fluides vibrés près du point critiques passe au deuxième plan actuellement, et j'anime essentiellement le TT VIP-Gran de l'ESA actuellement. Ceci dit le sujet m'intéresse toujours autant et je suis fier de poursuivre ces études à travers l'instrument futur VIP-Crit. Je suis aussi heureux du développement de l'instrument IVIDIL (dans l'ISS) sur l'influence des vibrations la diffusion dans les liquides en micro-gravité, qui doit surement pal mal au travail du TT Vibration et de nos résultats « fluides » de MiniTexus 5 et Maxus 7.

### ***Transition de phase et nucléation dynamique sous vibration dans un système (CO<sub>2</sub>)***

***près de son point critique*** D. Beysens, Y. Garrabos, D. Chatain & P. Evesque; *EuroPhysics Letters* **86** No 1 (April 2009) 16003 (6pp); doi: [10.1209/0295-5075/86/16003](https://doi.org/10.1209/0295-5075/86/16003)

On utilise ici la transition de phase (gaz-liquide) du CO<sub>2</sub> près de son point critique pour profiter du comportement universel et étudier l'effet des vibrations sur la croissance des bulles et la nucléation. Pour simplifier, on se place à fréquence fixe et à amplitude constante. L'étude est réalisée en apesanteur dans une fusée-sonde (Maxus 7, tir 2 Mai 2006, de Kiruna, Suède) pour éviter les effets de pesanteurs qui limite le domaine de validité du régime critique (sur terre). Par ailleurs, le fluide est à densité critique, ceci est fixé par avance ; et sa température est proche du point critique (on part légèrement au dessus de  $T_c$ , et le système est préparé en équilibre thermique de longues heures avant le tir). Le tir a lieu la fusée s'élance puis se stabilise sur trajectoire parabolique (en fait elliptique). On laisse le système relaxer quelques secondes (minutes) et on refroidit la cellule d'un coup d'une petite valeur  $\delta T$ , de manière à ce que la température  $T$  soit maintenant juste au dessous de  $T_c$ . Le but est d'observer le phénomène, i.e. la dynamique de croissance des deux phases, liquide et gaz.

J'ai aussi participé faiblement à la définition de l'instrument Déclat : Y. Garrabos, C. Lecoutre, F.Palencia, D. Beysens, V. Nikolayev & P. Evesque; "Optical cells for the study of water properties near its liquid-gas critical point"; *J. Jpn Soc Microgravity Appl.* **25**, 103-106 (ou 279-283) (2008); In ISPS 2007



**Figure sur le changement de phase dans Maxus 7 (a-h) :**

- (a) Fluid at  $t_m \approx 80$  s showing density gradients at the beginning of free fall but before the rocket despinning and (b) at  $t_m \approx 134$  s, i.e. after a 54 s relaxation period under weightlessness ( $54=134-79$ ).
- (c)-(h): typical pictures of phase separation (0.31 mm, 20.2 Hz vibration indicated by the double arrow).
- (c): when crossing  $T_c$  (the Maxus launching time  $t_m$  is  $t_m = 155.20$  s, but it is our initial  $t = 0$ ). Weak density gradients remain. Fingering occurs in the thermal boundary layer. (d): isotropic growing pattern in region (i) ( $t = 4.80$  s).
- (e): anisotropic growing pattern in region (ii). The domains become elongated in the direction perpendicular to vibration ( $t = 6.40$  s). (f): at the end of region (ii) the domains reach the cell dimension perpendicularly to the vibration direction ( $t = 10.60$  s).
- (g) - (h): region (iii), slow evolution of the anisotropic pattern [(g):  $t = 88.20$  s; (h):  $t = 207.60$  s]. (The contrast of the pictures has been enhanced; the right part of the image shows an enhanced contrast);

Dans ce cas, lorsque le fluide est soumis à aucune vibration la séparation de phase est caractérisée par un mélange interconnecté de deux phases continues une vapeur l'autre liquide qui évolue dans le temps pour atteindre un équilibre ; la loi de croissance est presque linéaire.

Lorsqu'on applique des vibrations, les choses changent et l'on observe trois comportements différents, dépendant de l'échelle de temps. (i) Lorsque la distance entre les domaines liquides et vapeurs est plus petite que l'épaisseur de la couche limite visqueuse, la croissance est identique à celle obtenue en absence de vibrations. (ii) par la suite, la pression de Bernoulli liée aux écoulements dynamiques près des interfaces provoquent une instabilité des interfaces parallèles à la vibration, ce qui permet de faire croître de façon exponentielle les domaines perpendiculairement à la direction des vibrations, tout en laissant croître normalement les domaines dans le direction parallèle à la vibration. (iii) Lorsque les domaines atteignent la taille de l'échantillon, la structure de l'interface ressemble à une structure de bandes périodiques, orientées perpendiculairement à la vibration qui continue à croître parallèlement à la direction des vibrations. Une approche théorique de ces phénomènes est proposée.

Les résultats de cette expérience sont très intéressants. Cependant leur interprétation est délicate, et mérite d'être confirmée par des expériences complémentaires.

### c) Nanotubes :

Ce travail sur les nanotubes de carbone a été réalisé au laboratoire ; il a fait l'objet de la thèse d'A. Allaoui (soutenue en 2005), dont j'ai surveillé de près le travail surtout au niveau de l'interprétation et de la rédaction de la thèse. C'est une collaboration en co-direction à trois (D.Durville, P.Evesque et J.Bai) pour essayer de former une synergie.

***Résistance de contact et transport de courant dans les nanotubes de carbone:*** A. Allaoui , S. Toll , P. Evesque & J. Bai

Les nanotubes de carbone (CNT) ont une excellente conductivité électrique le long de leur axe et sont donc considérés comme de bons candidats comme des charges conductrices dans les composites polymères. Les résultats de la littérature montrent que la conductivité peut être obtenue à des charges CNT extrêmement faible, mais que la conductivité maximale qu'il est possible d'atteindre est limitée jusqu'à des valeurs autour de  $0,1 \text{ S / cm}$  jusqu'à  $10^{-5} \text{ S / cm}$  selon la méthode de préparation de la matrice utilisée. La cause principale de cette limitation de la conductivité est a priori la résistance de contact existant entre les nanotubes. Dans ce travail, nous avons proposé d'évaluer cette résistance de contact (entre les CNT) à partir de mesures de la résistance ohmique « en vrac » d'un « empilement naturel » de CNT, caractérisé par un certain enchevêtrement.

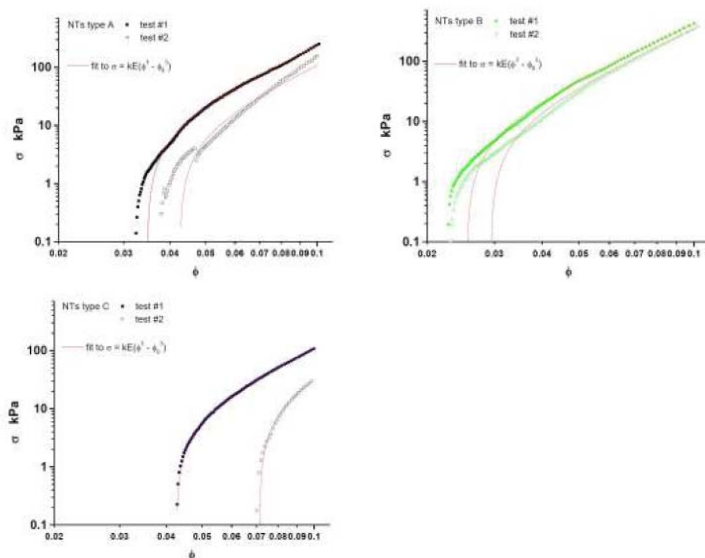
Donc, des essais de compression ont été effectués sur des enchevêtrements de nanotubes de carbone avec des mesures simultanées de la résistance ohmique. Les données expérimentales ont été analysées en utilisant un modèle de réseau de contacts déjà développés pour décrire la conductivité de nano-fibres de composites carbone / époxy. Ceci nous a permis d'estimer la résistance de contact entre les nanotubes de carbone. Nous avons constaté que, dans certains cas, la résistance de contact diminue d'un ordre de grandeur, de telle manière qu'elle semble atteindre une valeur de l'ordre de  $100 \text{ k } \Omega$ .

***Réponse en compression d'un système de nanotube :*** A.Allaoui, S.V.Hoa, P. Evesque, J. Bai

Dans ce travail, nous avons étudié la compressibilité des nanotubes de carbone (NTC) de type « multi-parois intriqués ». Cette compressibilité est évidemment non linéaire a priori, ce qui a été vérifié et caractérisé. Nous avons ensuite proposé un modèle théorique, basé sur le travail de S. Toll, et décrit de façon détaillée dans la thèse de Aissa Allaoui. Cette analogie part elle-même du modèle établi van Wyk proposé sur les assemblées de fibres textiles, qui a été vérifié expérimentalement pour ce domaine d'applications. Compte tenu du faible diamètre des nanotubes, on s'attend, a priori aussi, à devoir tenir compte en plus d'un effet possible des interactions de van der Waals entre tubes de NTC.

Du point de vue expérimental, nos expériences de compression ont été réalisées sur des nanotubes de carbone multi-parois. On trouve finalement que la contribution des forces de cohésion sur la contrainte de l'amas « en vrac » peut être négligée. Ces expériences montrent de plus que le modèle de Van Wyk est en mesure de décrire la réponse, bien que les valeurs du paramètre  $k$ , dimension du modèle de van Wyk, i.e.  $k=2/3$ , doit être pris ici beaucoup plus faible que prévu. Nous trouvons par ailleurs que le modèle de M.Baudequin, G.Ryschenkow & S.Roux, i.e. en  $\sigma \propto (\varphi^*/\varphi-1)^{3/2}$ , décrit moins bien nos résultats.





**Figure compression de nanotubes:** Evolution de la contrainte  $\sigma$  appliquée en fonction de la fraction volumique  $\phi$  de nanotubes en coordonnées log-log pour les 3 types étudiés : typeA, B and C). Les fits correspondent à l'équation  $\sigma = kE(\phi^3 - \phi_0^3)$ , où E le module d'Young « bulk » d'un nanotube. Dans le modèle  $k=2/3$ . Dans notre cas cependant, k est beaucoup plus petit.

D'une façon générale, ces travaux sur les nanotubes sont à mon avis fondé sur un trop petit nombre de résultats expérimentaux, ce qui ne permet pas d'assurer pleinement la qualité des mesures, de la procédure, de la répétabilité... Ceci dit, (i) faire autrement nécessiterait plus de temps et coûterait beaucoup plus cher, et (ii) ces résultats semblent correspondre à ce que demande la communauté concernée.

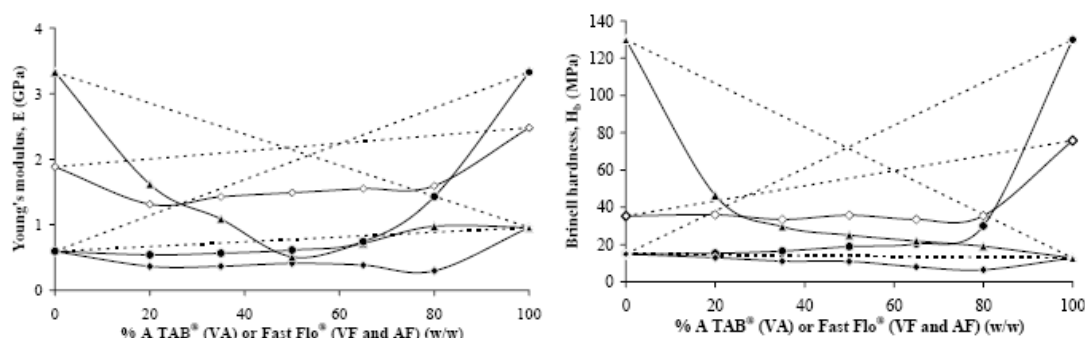
#### d) Composés Pharmaceutiques

##### Préambule :

Cette collaboration (P. Porion [CRMD-Orléans], P. Tchoreloff, G.Couarraze, V. Busignies [Fac de pharmacie, Orsay], P. Evesque) a débuté depuis maintenant plus de 10 ans (1998). On avait commencé par étudier les phénomènes de ségrégation à l'aide de l'I.R.M. on s'intéresse maintenant aux propriétés physiques et mécaniques des compacts obtenus à haute pression (100MPa-200MPa) à partir de la compaction d'excipients pharmaceutiques purs, ou de leur mélange en différentes proportions. Les excipients utilisés sont un lactose amorphe appelé FastFlow (F), un phosphate de Calcium anhydre appelé ATab (ou aCP) et une cellulose micro cristalline appelée Vivapur (V) (notée aussi MCC).

L'intérêt ici qu'on utilise des pressions très élevées comparées à celles de la mécanique des sols ; les lois obtenues y sont donc très différentes des lois  $e-\log(p)$ , où  $e$  est l'indice des vides et  $p$  la pression de compression verticale, généralement utilisées dans mon Laboratoire. C'est donc une façon de compléter mes connaissances sur les milieux granulaires. L'intérêt provient aussi de nos compétences différentes : l'équipe pharmaceutique possède une presse rapide et très bien instrumentée, adaptée à la production de comprimés pharmaceutiques ; P. Porion possède l'instrument RMN, et IRM et de tomographie X, nécessaires à l'analyse des poreux et de la diffusion de l'eau dans ses pores ; et moi-même j'apporte mes connaissances du milieu granulaire.

**Propriétés mécaniques des compacts et de leur mélange :** V. Busignies, P. Evesque, P. Porion, B. Leclerc & P. Tchoreloff; in *Powders & Grains 2009*, (Golden, Denver, Colorado, 13-17 July 2009) , ed. M. Nakagawa & S. Luding, (AIP conference proceedings, 1145, New York, 2009), pp. 240-243



**Figure de gauche:** Young's modulus ( $E$ , interpolated values) as a function of binary mixture composition ( $\alpha = w/w_{\text{tot}}$  %) for various compact mean compositions.

**Figure de droite:** Brinell hardness ( $H_b$ , interpolated values) as a function of binary mixture composition ( $\alpha = w/w_{\text{tot}}$  %) for various compact mean compositions ( Key: • VA (with  $\epsilon = 35$  %); ♦ and ◇: VF (with  $\epsilon = 20$  and 35 %); ▲: AF (with  $\epsilon = 35$  %)

Ces graphes ont été obtenus à des porosités  $\epsilon$  constantes de 20% et ou 30%, comme cela est indiqué. La pression de compactage nécessaire pour obtenir cette porosité dépend naturellement du mélange et est beaucoup plus grande lorsque l'ATab est présent.

Nous avons testés les propriétés mécaniques (module d'Young, résistance à la traction et la dureté Brinell) de trois excipients pharmaceutiques différents et de leurs mélanges binaires. Les compacts ont été fabriqués sur notre presse et compactés à différentes pressions/porosités moyennes. Les propriétés mécaniques des mélanges binaires ne sont pas proportionnelles à la composition du mélange exprimée en masse. De plus, on trouve toujours un écart négatif pour toutes les propriétés, montrant que la qualité réelle moyenne est toujours plus faible que la moyenne. On propose deuxièmement un modèle statistique à trois interactions pour le module d'Young moyen et la résistance à la traction. Enfin, les figures de tomographie X nous permettent de comprendre partiellement le modèle proposé.

### **La percolation est-elle capable de rendre compte du comportement mécanique des excipients pharmaceutiques et de leur mélange :**

P. Evesque, V. Busignies, P. Tchoreloff, B. Leclerc & P. Porion ; in *Powders & Grains 2009*, (Golden, Denver, Colorado, 13-17 July 2009) , ed. M. Nakagawa & S. Luding, (AIP conference proceedings, 1145, New York, 2009) pp. 251-253

L'homme se pique d'attaques ne nous est utilisées pour décrire les propriétés de mécanique de mélange de composer en fonction de la densité. Ceci permet de définir la densité critique de la tablette, qui contrôle la variation des propriétés mécaniques. Cette densité critique est supposée unique pour un système de mélange. Les variations de propriété sont décrits par des lois de puissance et des exposants qui sont universels. La littérature donne les valeurs de ses exposants pour les propriétés mécaniques. Dans ce travail au contraire, nous cherchons à repositionner le problème en termes de problème global ; et nous appliquons la théorie de percolation pour redéfinir des comportements universels des modules élastiques et de la résistance à la traction de trois composés pharmaceutiques servant d'excipients. On que le comportement n'est pas universel et que les exposants ne sont pas uniques. Ainsi le modèle de percolation doit être utilisé avec précaution dans le domaine des composés pharmaceutiques.



**Structure poreuse des tablettes pharmaceutiques:** P. Porion, P. Tchoreloff, V. Busignies, B. Leclerc & P. Evesque, “ in *Powders & Grains 2009*, (Golden, Denver, Colorado, 13-17 July 2009) , ed. M. Nakagawa & S. Luding, (AIP conference proceedings, 1145, New York, 2009) , pp. 453-457

La compression à haute pression (250 médias Pascal) de tablette pharmaceutique est un processus complexe qui dépend des propriétés mécaniques des composés chimiques utilisés. Le caractère non ici à structure poreuse de ses tablettes obtenues par compression une axiale, le procédé le plus utilisé en pharmacie. Les trois excipients pharmaceutiques que nous avons utilisés sont à micro cristalline le lactose est un phosphate de calcium anhydre. Ils ont été compactés et leur compressibilité a été mesurée. Dans un deuxième temps le processus de diffusion d'une molécule de fluide dans lui-même a été étudié dans l'espace poral, par la méthode et PGSTE -NMR (écho stimulé dans un gradient de champ); ceci tout d'abord dans une direction perpendiculaire puis dans une direction parallèle à l'axe de compaction. Ces résultats permettent de définir la tortue inusitée et l'anisotropie de ces matériaux compactés.

**Anisotropie de la structure poreuse de compacts pharmaceutiques :** P. Porion, V. Busignies, V. Mazel, B. Leclerc, P. Evesque & P. Tchoreloff ; *Pharmaceutical Research DOI* 10.1007/s11095-010-0228-1

Le but de ce travail est de qualifier et quantifier l'anisotropie de l'espace des pores d'un matériau compact pharmaceutiques et de les relier à la mesure de l'anisotropie des propriétés mécaniques. Des compacts parallélépipédiques de phosphate de calcium anhydre (aCP) et de la cellulose microcristalline (MCC) ont été produits à différentes pressions par notre presse et un moule rectangulaire. La topologie et l'anisotropie des pores ont été caractérisées par des mesures type PGSTE-RMN de diffusion RMN. Puis on les a comparées à des tests mécaniques de micro-indentation et de tests trois points sur les deux faces horizontales (haut et bas) et les deux faces latérales verticales pour déduire la dureté Brinell, la résistance à la traction et de module de Young. Toutes ces données ont été soumises à une analyse statistique pour déterminer leur signification.

La structure poreuse des compacts MCC est anisotrope contrairement à celles des phosphates aCP. L'analyse de l'espace poreux par la méthode PGSTE-RMN a montré que l'anisotropie structurale est contrôlée par le comportement des excipients au compactage. Dans le même temps, le module d'Young et la résistance à la traction sont les mêmes quelle que soit la direction des essais et les systèmes. Seule, la dureté Brinell pose un problème, mais c'est probablement qu'elle est une caractéristique très locale : dans le cas des compacts aCP, toutes les faces ont la même dureté Brinell, tandis que seule la face inférieure montre une dureté Brinell plus faible aux trois autres dans le cas des compacts MCC.

En conclusion, on ne trouve pas de lien direct entre l'anisotropie de la porosité et celle des propriétés mécaniques ; seule la dureté Brinell mesurée sur les compacts MCC, a montré des propriétés mécaniques inhomogènes (mais pas réellement anisotropes), même si la structure poreuse elle-même est parfois anisotrope. La structure poreuse dépend bien de la pression au compactage d'une certaine matière l'anisotropie de cette structure aussi. Mais, cette anisotropie n'induit pas réellement d'anisotropie des propriétés mécaniques, contrairement à ce qui est souvent affirmé dans la littérature ; il faut donc noté/relevé cette confusion. Ce travail est donc une première étape dans l'étude de l'anisotropie des propriétés mécaniques des compacts pharmaceutiques en relation avec la structure de l'espace poral.

### A.2.3- Publications dans les revues de rang A et assimilées:

- 230- A. Allaoui, P. Evesque & J. B. Bai; "Effect of aging on the reinforcement efficiency of carbon nanotubes in epoxy matrix"; *J Mater Sci*. DOI 10.1007/s10853-008-2728-5 (2008)
- 232- Y. Garrabos, C. Lecoutre, F. Palencia, D. Beysens, V. Nikolayev & P. Evesque; "Optical cells for the study of water properties near its liquid-gas critical point"; *J. Jpn Soc Microgravity Appl.* **25**, 103-106 (ou 279-283) (2008); In ISPS 2007, (22-26 Oct. 2007) Nara, Japan;
- 234- D. Beysens, Y. Garrabos, D. Chatain & P. Evesque; "Phase transition under forced vibrations in critical CO<sub>2</sub>"; *EuroPhysics Letters* **86** No 1 (April 2009) 16003 (6pp); doi: [10.1209/0295-5075/86/16003](https://doi.org/10.1209/0295-5075/86/16003)
- 235- M. Hou, R. Liu, Y. Li, K. Lu, Y. Garrabos & P. Evesque; "2d Granular Gas in Knudsen Regime and in Microgravity Excited by Vibration: Velocity and Position Distributions"; in *Powders & Grains 2009*, (Golden, Denver, Colorado, 13-17 July 2009), ed. M. Nakagawa & S. Luding, (AIP conference proceedings, 1145, New York, 2009), pp. 67-70
- 236- V. Busignies, P. Evesque, P. Porion, B. Leclerc & P. Tchoreloff; "Mechanical properties of compacts made with binary mixtures of pharmaceutical excipients of three different kinds"; in *Powders & Grains 2009*, (Golden, Denver, Colorado, 13-17 July 2009), ed. M. Nakagawa & S. Luding, (AIP conference proceedings, 1145, New York, 2009), pp. 240-243
- 237- P. Porion, P. Tchoreloff, V. Busignies, B. Leclerc & P. Evesque; "Porous Structure of Pharmaceutical Tablets Studied Using PGSTE-NMR Technique"; in *Powders & Grains 2009*, (Golden, Denver, Colorado, 13-17 July 2009), ed. M. Nakagawa & S. Luding, (AIP conference proceedings, 1145, New York, 2009), pp. 453-457
- 238- P. Evesque, V. Busignies, P. Tchoreloff, B. Leclerc & P. Porion; "Can percolation model describe the evolution of mechanical properties of compacts of binary systems?"; in *Powders & Grains 2009*, (Golden, Denver, Colorado, 13-17 July 2009), ed. M. Nakagawa & S. Luding, (AIP conference proceedings, 1145, New York, 2009) pp. 251-253
- 239- A. Allaoui, S. V. Hoa, P. Evesque, J. Bai; "Electronic transport in carbon nanotube tangles under compression: the role of contact resistance"; *Scripta Materialia* **61** 628-631 (May 2009)
- 240- A. Allaoui, S. Toll, P. Evesque & J. Bai; "On the compressive response of carbon nanotube tangles"; *Physics Letters A* **373** 3169-3173, (July 2009)
- 241-58- R. Liu, M. Hou & P. Evesque; "Simulation of 3d granular dissipative gas under different kinds of excitations & with different number of balls N". *Poudres & Grains* **17** (1-18) 1-561 (2009);  $N_z$ ,  $V_z$ ,  $V_z^2$ ,  $V_x$ ,  $V_x^2$  distribution as a function of  $z$ , for different  $e = 0.7$  to  $0.9$  and bi-parabolic or sawtooth or thermal excitation:
- 260- P. Evesque; Microgravité et Gaz Granulaire Dissipatif dans un système vibré : un gaz à vitesse dissymétrique, mais à moyenne nulle; *Poudres & Grains* **17** (20) 577-595 (2009)
- 263- P. Evesque; "Microgravity and Dissipative Granular Gas in a vibrated container : a gas with an asymmetric speed distribution in the vibration direction, but with a null mean speed everywhere"; *Poudres & Grains* **18**, 1-19 (2010)
- 264- P. Porion, V. Busignies, V. Mazel, B. Leclerc, P. Evesque & P. Tchoreloff; "Anisotropic Porous Structure of Pharmaceutical Compacts Evaluated by PGSTE-NMR in Relation to Mechanical Property Anisotropy"; *Pharmaceutical Research* DOI 10.1007/s11095-010-0228-1 (10 August 2010)

### Dont Articles de Congrès dans des revues de rang A et assimilées

- Y. Garrabos, C. Lecoutre, F. Palencia, D. Beysens, V. Nikolayev & P. Evesque; "Optical cells for the study of water properties near its liquid-gas critical point"; *J. Jpn Soc Microgravity Appl.* **25**, 103-106 (ou 279-283) (2008); In ISPS 2007, (22-26 Oct. 2007) Nara, Japan;
- M. Hou, R. Liu, Y. Li, K. Lu, Y. Garrabos & P. Evesque; "2d Granular Gas in Knudsen Regime and in Microgravity Excited by Vibration: Velocity and Position Distributions"; in *Powders & Grains 2009*, (Golden, Denver, Colorado, 13-17 July 2009), ed. M. Nakagawa & S. Luding, (AIP conference proceedings, 1145, New York, 2009), pp. 67-70
- V. Busignies, P. Evesque, P. Porion, B. Leclerc & P. Tchoreloff; "Mechanical properties of compacts made with binary mixtures of pharmaceutical excipients of three different

kinds”; in *Powders & Grains 2009*, (Golden, Denver, Colorado, 13-17 July 2009) , ed. M. Nakagawa & S. Luding, (AIP conference proceedings, 1145, New York, 2009), pp. 240-243

P. Porion, P. Tchoreloff, V. Busignies, B. Leclerc & P. Evesque, “Porous Structure of Pharmaceutical Tablets Studied Using PGSTE-NMR Technique”; in *Powders & Grains 2009*, (Golden, Denver, Colorado, 13-17 July 2009) , ed. M. Nakagawa & S. Luding, (AIP conference proceedings, 1145, New York, 2009) , pp. 453-457

### Articles de « Vulgarisation » :

229- P. Evesque, Y. Garrabos, A. Garcimartin, N. Vandewalle & D. Beysens; « Granular matter under microgravity »; *Europhys. News* **39** (n°4), 28-29, (2008); **Doi** 10.1051/epn:2008403

261- P. Evesque ; « Matériaux granulaires et impesanteur » ; *Centraliens* n°599, 58-62 (2010)

262- D. Beysens, P. Evesque und Y. Garrabos ; “Bei Gebrauch gut Schütteln ! Schwingungen ersetzen die Gravitation”; (German translation of “Shake, rattle and roll: using vibrations as gravity”; *Spektrum Extra der Wissenschaft*, pp 96-103 (2010) présentation par le Ministre allemande de la technologie

### Présentation orale dans des congrès

P. Evesque; “Granular matter Dynamics : effect of grain-grain collisions” ; in Report to COSPAR 2008 (13-20July 2008), 94-95 (2008)

P. Evesque, R. Liu & M. Hou ; “Evidence for speed-symmetry breaking in steady state of dissipative granular gas in 0g”, i.e. Oral Presentation at *Powders & Grains 2009* (Golden, USA); *Poudres & Grains* **17** (19) 563-576 (2009)

P. Evesque, D. Beysens, Y. Garrabos, F. Palencia& C. Lecoutre; “On the need of writing correct boundary conditions in granular gases in microgravity”; In proceeding of the Workshop on granular physics and complex fluids , Pékin Sept 5-10, 2008, IOP, CAS)

P.Evesque Les Objectifs scientifiques de Dynagran, Mécano-ID, Toulouse 5/12/2008

P.Evesque & Y. Garrabos ; Milieu granulaire en physique spatiale.Séminaire Prospective cnes, Biarritz; 17-19 Mars 2009, conf. invitée,

P.Evesque: Suivi d’étude Dynagran, Mécano id, Toulouse (dates : 8/1/2009, 2/2/1/2009), puis suivi de Paris (6/3/2009, 20/3/2009, 29/4/2009, 28/4/2009, 15/5/2009)

P.Evesque Suivi VIP-Gran

P.Evesque, Some recent work on vibrated granular matter at ECP, VIP-Gran fin de phase A, ESA-ESTEC, 5-6/2/2009

Fin de PhaseA Dynagran (Mécano-ID, Toulouse, 7/7/2009)

P. Evesque, R. Liu, M. Hou, Simulations of vibrated granular media and comparisons to 0-g experiments (Biannual ELGRA meeting, Bonn, Germany, 1-4 Sept 2009)

P. Evesque, Behaviour of granular matter under vibration, Parabolic Flight Symposium, (ESTEC, Norwijk, NL , Nov. 19-20, 2009)

P.Evesque, Simulations numériques de milieux granulaires dans un container vibré, et comparaisons avec le modèle classique et des résultats 0g experiments, GDR MFA, Sète, 23-25 Nov 2009

P.Evesque, New results on granular-gas simulations and experiments, and on magneticlevitation, Mech. Dpt, CAS, Beijing, 16 Juin 2010

P.Evesque, Some new results on the physics of granulargasessimulations, 0g experimentsand magneticlevitation, journée VIP-Gran, Bordeaux, 8 Juillet 2010

### Modérateur à *Powders & Grains 2009*

### Jury de thèse:

Amandine **Miksic** : Etude des propriétés mécaniques et acoustiques d’un milieu granulaire sous chargements cycliques, Un. Marne la Vallée, 18 Sept 2008, rapporteur

Ahmed **Raihane** : « Etude du comportement des milieux granulaires vibrés horizontalement. Application au remplissage des fusibles » ; Rapporteur non présent. (soutenue, 19/6/2009 à Ecole des Mines (St Etienne), Jury, P.

Evesque(Rap-absent), P. Guigon (Razp), O. Pouliquen (Pres), G.  
Thom\*azs, JM Chaix, O.Bonnefoiy, JL Gelet, JC Pinoli

### A.3) Enseignement, Formation et Diffusion de la culture scientifique

#### Cours :

- 2 h/an en master de pharmacie sur la ségrégation et le mélangeage, Fac de pharmacie, Université Paris Sud
- 3h/an Métrologie ; en master mécanique des sols (MSROE), ECP.

#### Encadrements de stagiaires

- Stage Licence de mécanique (Orsay) (1mois temps plein) : en 2009 (Didi-Alaoui, de Teye, BendHaou ; sur moteur et fonctionnement d'une seringue), en 2010 (Chenna, Rodrigues ; sur simulations de gaz Granulaires) ; en 2011 (Adafer, Li ; sur simulations de gaz Granulaires)
- Stage de 3ème année ECP (1 mois) : en 2009 (de Graviloff ; sur simulations de Gaz granulaires)
- Stage ecp (S4-S4) 1 mois : 2009 (Zunlkower , Benz-Collange, Nguyen, Dogan et caliskan ; projet Palais de la Découverte) ; (Liégeois et Rémy + vols paraboliques Cnes), 2010 (Urania+ vols paraboliques Cnes ; Gautier, Hui, Nguyen, Nguyen, Zhollow, projet propriété élastique d'une bouteille à forme particulière)
- Stage Licence pro automatique LA2II (4 mois): 2009 (Auster)
- Stage Master pro (Villetaneuse) (4 mois) : 2009 (Tanev, sur broyage)
- Stage sur les propriétés optique des grains : 2010 (S. Ogawa, en thèse au Dept of Mechanical Engineering, Doshisha University, Professor Toshiki Hirogaki.,Jpn, en stage 6 mois pendant sa thèse, Mai –Octobre 2010)

#### Direction de thèses

- LIU Rui : étudiant chinois en co-direction avec M. Hou (Physique, CAS, Beijing), au laboratoire MSS Mat d'Oct 2008 à Oct. 2009 ; thèse soutenue en Mai 2010 à Beijing.
- CHEN Yanpei : étudiante chinoise sur bourse CNES, départ Déc. 2008 : expériences et simulations de gaz granulaires en apesanteurs et sur terre, co-direction avec M. Hou (Physique, CAS, Beijing) ; complètement au laboratoire MSSMat, M. Hou est invitée tous les ans par l'ECP.

**Editeur de Poudres et Grains :** (journal de l'AEMMG, association qui a été présidée par P. Evesque et qui régule le congrès Powders & Grains, résident : S. Luding, Secrétaire Général : J. Jenkins, Trésorier : O.Pouliquen)

#### Publication dans des ouvrages de vulgarisation :

- P. Evesque, Y. Garrabos, A. Garcimartin, N. Vandewalle, D. Beysens; « Granular matter under microgravity »; *Europhys. News* **39** (n°4), 28-29, (2008); **Doi** 10.1051/epn:2008403
- P. Evesque, « Matériaux granulaires et impesanteur », *Centraliens* n°**599**, 58-62 (2010)
- D. Beysens, P. Evesque und Y. Garrabos ; « Bei Gebrauch gut Schütteln ! Schwingungen ersetzen die Gravitation; (German translation of "Shake, rattle and roll: using vibrations as gravity" » ; *Spektrum Extra der Wissenschaft*, pp 96-103 (2010), avec prologue du ministre P.Hintze allemand de la recherche et technologie

#### Organisation des TT VIP-Gran européen :

**Participation à l'organisation de Powders & Grains 2009 (Colorado)** en tant que AEMMG committee members

**Rapporteurs** dans divers journaux français et internationaux

**Evaluateur** pour des projets scientifiques soumis à l'AERES, à l'ESF, à l'ESA, à l'Allemagne, aux Pays-Bas, la Chine...

#### **A.4) Transfert technologique, Relations industrielles et Valorisations**

**Contrat CNES laboratoire (France-Chine) :** Responsable scientifique et gestionnaire de fait pour les recherches sur les vibrations et le spatiale avec 2 pôles :

- 1) liquide et fluide près du point critique (collaboration Garrabos, Beysens) en sourdine depuis 2008,
- 2) milieux granulaires : programmeur scientifique et interpréteur de résultats vols Airbus (depuis 2009 je n'ai plus le droit de voler).
- 3) Expériences « sol » et simulations numériques de vibration granulaires

**Instrument Dynagran :** « conseiller scientifique CNES » réalisant l'instrument en temps qu'**utilisateur principal futur**, au besoin en coordination avec M.Hou. Le CNES développe cet instrument par contrat avec des entreprises privées. Essais spécifiques sur certains matériels .

**Instrument VIP-Gran (européen+Chine):** conseiller scientifique ESA en tant qu' «utilisateur principal futur », Chargé aussi de transférer les informations aux autres utilisateurs, de poursuivre certains tests (génération de poussière par frottement entre grains due aux vibrations, tests de capteurs piézo,...). L'ESA développe cet instrument par contrat avec des entreprises privées. (accéléromètres, usure de grains,...)

**TT VIP-Gran (européen+Chine) :** Animateur et gestionnaire des rencontres VIPO-Gran. Définition des programmes communs d'action

**A noter un des principaux rôles du premier Topical Team « vibration »** (200-2006) de l'ESA, dont j'étais un des deux principaux coordinateurs (avec D. Beysens) est d'avoir permis le développement futur des instruments VIP-Gran et VIP-Crit, celui d'instrument pour étudier la dynamique de « diffusion anormale » en 0g dans les liquides classiques (S. Mazzoni et al., *Europhys. News* **41**, 14-16 (2010), Doi 10.1051/e pn:2010601).

## A.5) Encadrement, animation et Management de la recherche

**Membre du conseil de laboratoire**

**Membre de la Commission de Spécialistes 28-29<sup>ème</sup> Section à Marne-la Vallée.**

**Contrat CNES laboratoire (France-Chine) :** Responsable scientifique et gestionnaire de fait pour les recherches sur les vibrations et le spatiale avec 2 pôles :

- 1) liquide et fluide près du point critique (collaboration Garrabos, Beysens) en sourdine depuis 2008,
- 2) milieux granulaires : programmeur scientifique et interpréteur de résultats vols Airbus (depuis 2009 je n'ai plus le droit de voler).
- 3) Expériences « sol » et simulations numériques de vibration granulaires

**Instrument Dynagran :** « conseiller scientifique CNES » réalisant l'instrument en temps qu'**utilisateur principal futur**, au besoin en coordination avec M.Hou. Le CNES développe cet instrument par contrat avec des entreprises privées.

**Instrument VIP-Gran (européen+Chine):** conseiller scientifique ESA en tant qu' «utilisateur principal futur », Chargé aussi de transférer les informations aux autres utilisateurs, de poursuivre certains tests (génération de poussière par frottement entre grains due aux vibrations, tests de capteurs piézo,...). L'ESA développe cet instrument par contrat avec des entreprises privées.

**TT VIP-Gran (européen+Chine) :** animateur et gestionnaire des rencontres VIPO-Gran. Définition des programmes communs d'action

Il est bon de noter l'un des principaux rôles du premier **Topical Team** « **vibration** » (200-2006) de l'ESA, dont j'étais l'un des deux coordinateurs (avec D. Beysens) : c'est d'avoir permis le développement futur non seulement des instruments VIP-Gran et VIP-Crit (pour **V**ibration **I**nduced **P**henomena - in **G**ranular matter, or - in **C**ritical Fluids), mais aussi celui de l'instrument IVIDIL (acronyme pour **I**nfluence of **V**ibration in **D**iffusion in **L**iquids) déjà en action, pour étudier la dynamique de « diffusion anormale » en 0g dans les liquides classiques (S. Mazzone *et al.*, *Europhys. News* **41**, 14-16 (2010), Doi **10.1051/epn:2010601**).

**J'ai décliné l'invitation à participer** à des conseils scientifiques pilotés par l'AERES.

J'ai aussi écrit au CNES, à l'AERES, au CNRS pour demander une révision des protocoles d'évaluation, pour le renforcement de l'encadrement de technicien. (voir lettre [Appendices 1-3 jointes](#)).

## B) Programme de recherche

Comme je le dis dans ma lettre au délégué du CNRS de 2010 et à la médiatrice du CNRS (Appendice 1), j'aime mon métier, mais je n'ai plus beaucoup d'envie, ayant l'impression d'un désintéressement profond des scientifiques vis-à-vis de la déontologie que leur métier impose. Y. Garrabos me dit qu'ils n'en ont jamais eu. C'est probablement vrai. .

Ceci dit beaucoup de choses m'intéressent et demanderaient des efforts (lévitateur magnétique, dynagran, vipgran, simulations, broyage, compacts, .....). J'ai fait face à de nombreuses difficultés ces 3 dernières années : incapacité de l'encadrement, volonté de ne rien faire, infarctus, AVC avec séquelle, hémiplégie de la face et de la main droite. Les médecins m'ont sorti d'affaire, probablement plus en forme qu'avant, puisque j'ai compris comment l'entourage de travail utilisait au paravant mes difficultés d'élocution pour s'en servir à leur profit. Ce n'était pourtant qu'un léger handicap. Je remercie le personnel soignant, ma kinésithérapeute Mme Gengoux, mon orthoptiste Mme Naccache et mon orthophoniste Mme Breton, qui m'ont vu souvent cette année et m'ont aidé et conforter contre la volonté générale de ne rien faire.

### Objectifs :

Mon désir est donc de finir ma recherche dans des conditions acceptables. Si j'ai beaucoup de chose à faire, mon problème est de ne pas me faire voler mes manips, mes idées et mes résultats.

Ce n'est pas que mon devoir seulement : je suis payé par le CNRS pour que cela soit ; et il s'y est engagé, du moins tacitement lors de mon embauche, à respecter et faire mes droits. J'attends donc qu'il agisse et qu'il me donne des conseils. Comment se défendre tout seul. on fait partie d'une organisation et l'on est seul à se défendre. On n'a pas d'arme, et la majorité abuse. Où sont les autorités de tutelle, et qu'elle est leur action. Que pense le comité d'éthique de cela? L'AERES ?

Si l'on veut, je rentrerai dans les détails de mes contacts avec les éditeurs, le reviewing...

Je donne comme dernière information, le rapport de l'expertise, qui vient de tomber « 21/2/2011). Elle me permet de travailler un an, mais me « dépossède » de l'outil et probablement supprime le financement après un an. Est-ce un dédommagement proportionnel à la quantité de travail fourni, aux heures de travail supplémentaires,... ?

Monsieur,

Le Groupe de Travail "Sciences de la Matière" a procédé à l'évaluation de la proposition que vous avez révisée avec Yves Garrabos. Son rapport est ci-joint. Cette nouvelle version comporte les précisions demandées par les experts du Groupe. Le contexte et les objectifs scientifiques sont maintenant clairement exposés. Cependant, pour ce qui concerne l'organisation du projet DYNAGRAN, le CNES considère dorénavant Yves Garrabos comme co-porteur du projet. Il sera fait part de cette décision à la partie chinoise lors des prochaines réunions du Groupe France-Chine sur l'Espace. Une réunion vous sera proposée pour étudier, avec Yves Garrabos et vous-même, un partage des tâches qui soit de nature à assurer le succès du projet DYNAGRAN.

Pour ce qui concerne l'aspect budgétaire, nous seront contraint de diminuer votre financement par rapport à l'exercice écoulé pour prendre en compte, à budget constant, les surcoûts générés par la nouvelle organisation du projet. Vous



noterez enfin que le CNES attache la plus grande importance à la valorisation de l'investissement consenti dans cette recherche par des publications dans les revues à fort facteur d'impact.  
Nous prendrons contact avec vous pour établir le document contractuel.

Bernard Zappoli  
Responsable du programme de Sciences de la Matière

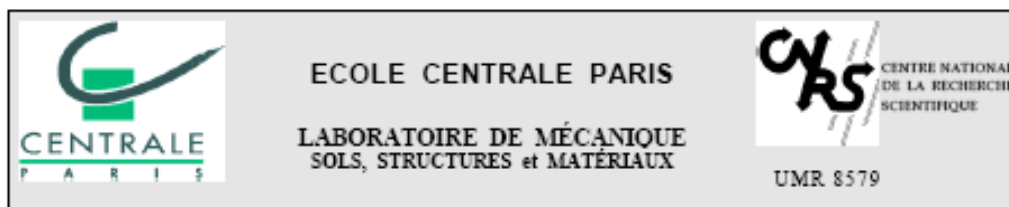
"Le projet a été révisé et a complètement été réécrit. Il est ainsi beaucoup plus clair que le précédent, notamment pour ce qui concerne la séparation entre état de l'art et objectifs scientifiques du projet, même s'il aurait pu être décrit de façon plus concise. La bibliographie du sujet a été réalisée.

Le groupe de Travail recommande donc au CNES de poursuivre temporairement le financement de cette action pour 2011 et demande au proposant de publier les résultats des recherches passées et présentes dans les revues internationales à fort facteur d'impact si il souhaite reconduire cette proposition pour 2012."

## Annexes :

### Annexe 1 :

#### Lettre au Délégué Régional (Sept 2010) et au médiateur du CNRS (Madame Postel) (fin Sept 2010)



**Pierre EVESQUE**  
Directeur de Recherche CNRS

Châttenay, le 29 Sept 2010

☎ 33 -(0)1 41 13 12 18 &  
33 -(0)1 43 50 12 22  
Fax : 33 (0)1 41 13 14 42  
e-mail : pierre.evesque@ecp.fr

Monsieur le Délégué Régional  
CNRS DRS  
1 place Aristide Briand  
92195 Meudon cedex

*Objet : Lettre recommandée avec accusé de réception, RA8676 4394 0, 1/10/10*

Monsieur le Délégué,

Je viens solliciter votre intervention car il me semble que je suis victime d'un harcèlement à mon travail de la part de mon employeur pour les raisons suivantes :

Depuis plus d'une dizaine d'années, du fait des refus renouvelés des comités de lecture d'autoriser la publication de mes travaux, je suis obligé de publier une partie de mes résultats scientifiques dans une revue dont je suis l'éditeur, Poudres et Grains ; cette revue est aussi celle de l'association AEMMG qui gère le congrès quadriennal Powders & Grains de reconnaissance internationale, dont j'ai été le président de 1997 à 2005.

Ceci est arrivé à cause d'une querelle scientifique dont le débat n'a pas pu s'ouvrir dans les revues classiques (dites maintenant de rang A). J'en ai tout de suite informé le comité d'évaluation du CNRS et ai poursuivi cette nouvelle forme d'édition quand l'ostracisme des autres médias me l'imposait.

J'ai eu plusieurs fois des avis négatifs du comité du CNRS pour cet usage, mais il n'a pas été capable de proposer une solution de rechange.

De plus j'ai demandé plusieurs fois l'évaluation de ces articles, ce qui m'a toujours été refusé.

À chaque fois que je parle à mon institution (directeur de laboratoire, directeur adjoint du CNRS, médiateur, délégué régional, médecin du travail, comité scientifique du CNRS, comité d'évaluation, directeur de la recherche à ECP, AERES) j'aborde ce problème et aucune solution n'y a été apportée à ce jour.

Le CNES et l'ESA qui financent mes recherches pour l'essentiel (Fusées sonde MiniTexus 5, Maxus 5, Maxus 7, vols paraboliques en Airbus, Projet VIP-Gran dans l'ISS, Dynagran avec les Chinois) sont aussi bien entendu au courant, d'autant que les résultats sur les gaz granulaires font partie

Ecole Centrale Paris  
Laboratoire de Mécanique : Sols, Structures, Matériaux  
Grande Voie des Vignes - F-92295 Châttenay Malabry Cedex  
Tel: 33 - (0) 141 131 000 - Fax: 33 - (0) 141 131 442  
Internet : <http://www.ecp.fr/>

des résultats importants de Poudres & Grains. Cependant depuis plusieurs années, le CNES exige une publication dans les revues internationales et envisage très sérieusement de refuser de poursuivre mon financement alors que je suis le coordinateur principal des deux futures expériences VIP-Gran, Dynagran.

J'ai demandé à plusieurs reprises et depuis longtemps l'aide des instances du laboratoire et du CNRS. Aucune solution n'a été proposée.

Bien au contraire depuis quelques années je vois se durcir cette position radicale. Mes conditions de travail s'en ressentent, ce contexte ayant incité mes responsables immédiats à des persécutions sourdes.

J'ai eu l'occasion de décrire mes difficultés de relations avec la précédente direction du laboratoire et ses incidences sur mes collaborations chinoises.

Nous avons changé de directeur de laboratoire cette année ; le technicien précédemment dépressif commence réellement à se stabiliser dans son travail ; mais il a fallu encore neuf mois pour que des liens normaux se rétablissent enfin avec les deux mécaniciens de l'atelier de mécanique qui ont retravaillé correctement pour mes recherches.

Note : voir Annexe 4

Du 27/6/2008

Si les choses s'arrangent à l'intérieur du laboratoire lui-même, j'ai toujours l'impression que la pression mise par les instances évaluatrices et de gestion au niveau des publications de rang A fait de moi un paria, bien que mon travail respecte complètement la déontologie scientifique. Je ne comprends pas que des instances de gestion n'aient pas les moyens d'évaluer le travail des gens qu'elles payent.

Je traverse maintenant une période difficile pour la réalisation de mes projets de recherche que le CNES semble refuser de continuer à financer.

Je me trouve donc dans une situation inextricable puisque les financements ne sont accordés que pour des projets ayant fait l'objet de publications et que ces publications me sont systématiquement refusées.

Je pense que mes publications <sup>(1)</sup> sont exactes et que les résultats exposés sont corrects ; encore faudrait-il que les "experts" acceptent de les discuter au lieu de les ignorer. J'ai eu la possibilité de les exprimer il y a trois ans au Palais de la Découverte dans le cadre des actions "Un chercheur, une manip". Si rien n'est fait, tout ce travail risque d'être récupéré sans contrepartie par mes collègues chinois.

Ces événements ont eu des effets très néfastes sur ma santé (Infarctus + AVC) il y a un an et demi. A cette occasion on a diagnostiqué une dyspraxie légère (en partie antérieure à l'AVC) pour laquelle je me soigne, ce qui me permet de mieux m'exprimer.

Cette difficulté à l'oral n'apparaît cependant pas dans mes écrits.

Ceci dit, je n'ai plus vraiment la force de lutter contre des instances aussi nombreuses, disparates, de structures complexes ; et je suis obligé de m'en remettre aux conseils de la médecine du travail, et au comité d'éthique du CNRS. Mon laboratoire est reconnu à l'ECP et au CNRS, outre ces anciens directeurs, il héberge un directeur adjoint du département SPI... Je ne vois pas ce que je peux faire d'autre.

Je vous prie de croire, Monsieur le Délégué, à l'expression de mes sentiments les plus

---

Ecole Centrale Paris  
Laboratoire de Mécanique des Sols, Structures et Matériaux  
Grande Voie des Vignes - F-92295 Châtenay Malabry Cedex  
Tel: 33 - (0) 141 131 000 - Fax: 33 - (0) 141 131 442  
Internet : <http://www.ecp.fr/>

respectueux.

Dernière page :

Pierre Evesque, Dir Recherche CNRS  
Lab MSSMat, ECP, umr 8579 cnrs

<sup>(1)</sup> Dans *Poudres & Grains*, on trouvera une première version de livre présentant de façon nouvelle les bases de la mécanique des sols (sable, argile...) et les relie à la « physique nouvelle » de ces milieux, des articles soumis à *Nature*, *Phys. Rev. Lett.* Et *J. de Physique* ou ayant servi de base à une évaluation (demandée par le NSF) de « proposal » américain soumis à la NSF

## Annexe 2

### Annexe 2a : E-mail/compte-rendu de discussion à la DRH de la Délégation DR5, suite à ma convocation en réponse à ma lettre RAR de Sept 2010

(Seule réponse orale à ma lettre de Sept2010, cf. Annexe 1)

Sujet: entretien du 22/11

De : Pierre Evesque <pierre.evesque@ecp.fr>

Date : Wed, 24 Nov 2010 14:22:12 +0100

Pour : Clarisse.david@dr5.cnrs.fr

Copie à : delegue@dr5.cnrs.fr, Hachmi Ben Dhia <hachmi.ben-dhia@ecp.fr>

Annexe 2a :

Chère Madame,

Je fais suite à notre entretien d'avant-hier, que vous m'avez dit répondre à ma lettre RAR du 29 Septembre. J'ai été surpris par la présence de Mme A.Gaudel.

Comme j'ai eu l'occasion de vous le dire, cette lettre était bien motivée par un problème d'urgence, et non par un quelconque manquement au nombre théorique de publications; ce qui n'a jamais été le cas. Par parenthèse, je vous confirme que le dossier que vous aviez sur moi ne contient pas un certain nombre de documents, entre autre des échanges avec la section répertoriant correctement le nombre réel de mes publications.

Je vous confirme que j'ai envoyé en Septembre la même lettre RAR à la Médiatrice du CNRS, pour la saisir de mon problème, mais que plusieurs exemplaires adressés au siège m'ont été retournés par la poste.

J'ai été désolé d'apprendre par vous que la médiatrice est remplacée par un nouveau Médiateur, et qu'il n'est pas encore nommé.

Je vous remercie d'avoir reçu mes interrogations sur les problèmes abordés dans ma première lettre, d'avoir excusé certains excès en paroles, en partie lié à des problèmes médicaux, mais aussi à la passion pour mon travail. Je ne peux pas admettre un certain nombre de contrevérités, ou de vérités partiales colportées par la science officielle et propagées par les instances chargées, je le pense, de la bonne marche du système.

J'attends de votre part, comme vous me l'avez promis, de m'indiquer les personnes auxquelles il faudra que je m'adresse pour démêler mes histoires. Merci beaucoup de me les envoyées rapidement.

Enfin, j'espère que j'arriverais à sauver ma collaboration avec le CNES, malgré ce contretemps.

Bien respectueusement

Pierre Evesque

--

Pierre Evesque, DR CNRS

Lab MSSMat, UMR 8579 cnrs

### Annexe 2b : Conséquences directes :

*Il n'y a pas eu de suite à ce compte-rendu/e-mail de la DRH, ni de réponse du Délégué.*

Par ailleurs, pour que le sort de F.Douit s'améliore la médecine du travail a du le faire convoquer. (cf Annexe 4). Les lettres (RAR) Annexes 3et 4 n'ont eu que très peu d'impact par elle-même.

J'ai du moi-même demander un certificat au médecin du travail pour faire accepter mes difficultés fonctionnelles personnelles, détectées par la médecine après mon AVC. (cf Annexe 5)

## Annexe 2c : E-mail au Délégué Régional de la DR5, suite à ma ma lettre RAR de Sept 2010, et à la non réponse de la DRH.

Sujet: Mon dossier CNRS

De : Pierre Evesque <pierre.evesque@ecp.fr>

Date : Fri, 03 Dec 2010 10:05:29 +0100

Pour : delegue@dr5.cnrs.fr

Copie à : Clarisse.david@dr5.cnrs.fr, Hachmi Ben Dhia <hachmi.ben-dhia@ecp.fr>, Zappoli Bernard <bernard.zappoli@cnrs.fr>, Nathalie Langlet <nathalie.langlet@ecp.fr>

Annexe 2c :

Le 3 Décembre 2010

Monsieur le Délégué,

J'aimerais, s'il est possible, que la version de ma Demande d'Aide à la Recherche CNES (DAR) du 1<sup>er</sup> Déc. 2010 soit versée dans mon dossier CNRS, ainsi que cette lettre et les lettres recommandées que je vous aie adressées. Ce DAR contient entre autre le compte-rendu de la réunion du 25/11 au CNES sur l'évaluation du projet.

Hier, M. B. Zappoli m'a accusé de réception de ce DAR. Il m'a aussi dit que les formalités d'acceptation de la Chine au projet SJ-10 étaient en net progrès.

J'ai reçu aussi une demande de la Chine pour faire partie du panel d'évaluateurs étrangers du Chinese Academy of Science (lettre-e-mail jointe).

J'aimerais avoir de votre part quelques conseils pour que mon dossier avance et que l'on me donne quelques réponses à mes questionnements. L'entretien avec Mme David ne m'a pas permis d'avancer pour le moment (cf p.v. de réunion du 22/11, joint).

Ceci a un rôle important sur ma santé : Mon orthoptiste m'a demandé de sursoir à nos rendez-vous pour le moment et de reprendre quand je le désirerai, preuve que mes problèmes professionnels actuels me préoccupent trop pour me concentrer sur ma rééducation.

Je pense que la meilleure façon de m'adresser à mon employeur, dans toutes ses fonctions, et de m'adresser à vous.

Je suis à votre disposition pour répondre à toute question. Je vous prie de croire, Monsieur le Délégué, à l'expression de mes sentiments les plus respectueux.

Pierre Evesque

--

Pierre Evesque, DR CNRS

Lab MSSMat, UMR 8579 cnrs

Ecole centrale de Paris, 92295 Châtenay-Malabry

France

tel: 33 1 41 13 12 18; fax: 33 1 41 13 14 42

33 1 43 50 12 22

Poudres & Grains:

[http://www.mssmat.ecp.fr/html\\_petg/rubrique.php?id\\_rubrique=1](http://www.mssmat.ecp.fr/html_petg/rubrique.php?id_rubrique=1)

International Evaluation of...pdf

Content-Type: application/pdf  
Content-Encoding: base64

—DRH-Cnrs\_2010-email.pdf—

DRH-Cnrs\_2010-email.pdf

Content-Type: application/pdf  
Content-Encoding: base64

### ANNEXE 3:

## Lettre au Président de la commission AERES (23/10/2008).



**Pierre EVESQUE**  
Directeur de Recherche CNRS  
☎ 33 -(0)1 41 13 12 18 &  
33 -(0)1 43 50 12 22  
Fax : 33 (0)1 41 13 14 42  
e-mail : [evesque@mssmat.ecp.fr](mailto:evesque@mssmat.ecp.fr)

### Annexe 3 p.1

Châtenay, le 23 Octobre 2008

Monsieur P. Alart  
LMGC - UMR 5508  
Université MONTPELLIER II  
CC 048 Place Eugène Bataillon  
34095 Montpellier cedex 5

Objet : journée d'évaluation du 30 Octobre 2008 du lab MSSMat , RAR

Monsieur le Président,

Lors d'un entretien personnel que j'ai sollicité auprès du Délégué Régional de la DR5 afin de le saisir de certaines difficultés rencontrées lors de l'exercice de mon travail, ce dernier m'a conseillé de m'adresser aux instances d'évaluations.

Je me permets donc de vous transmettre une copie de la lettre que je lui ai adressée après cet entretien.

Je ne sais si ces problèmes sont du ressort de votre comité. Je suis en tout cas à votre disposition pour répondre à vos questions éventuelles.

A l'heure actuelle la pression qui s'exerçait sur F. Douit et moi-même s'est relâchée, mais je rencontre toujours un certain nombre de difficultés telles que la grande réticence de l'atelier à toute activité en ma faveur et l'opacité des comptes... alors que par ailleurs mes résultats vous sont présentés.

Je vous prie de croire, Monsieur le Président, à l'expression de mes sentiments les plus respectueux.

Pierre Evesque

---

**Ecole Centrale Paris**  
**Laboratoire de Mécanique** : Sols, Structures, Matériaux  
Grande Voie des Vignes - F-92295 Châtenay Malabry Cedex  
Tel: 33 - (0) 141 131 000 - Fax: 33 - (0) 141 131 442  
Internet : <http://www.ecp.fr/>



## ANNEXE 4 : Lettre RAR au Délégué Régional (Juin 2008)



**Pierre EVESQUE**  
*Directeur de Recherche CNRS*

☎ 33 -(0)1 41 13 12 18 &  
33 -(0)1 43 50 12 22  
Fax : 33 (0)1 41 13 14 42  
e-mail : pierre.evesque@ecp.fr

*Châtenay, le 27 Juin 2008*

Monsieur Gilles TRAIMOND  
Délégué Régional du CNRS  
Ile de France Ouest et Nord

### RECOMMANDEE AR

Monsieur le Délégué Régional,

Comme convenu, je reviens vers vous pour résumer les termes de notre entretien du 19 Juin dernier.

J'ai, en effet, souhaité vous saisir et vous consulter sur plusieurs sujets qui me préoccupent.

Par souci de clarté je vais donc reprendre les différents points dont nous nous sommes entretenus.

- Je vous ai d'abord exposé que je souffrais du comportement du Directeur du Laboratoire à mon égard. J'ai, en effet, le très net sentiment qu'il tente de faire échec à mes différentes activités en cours pour des raisons qui m'échappent.

Cela se traduit notamment par l'insistance qu'il met à me faire exécuter des tâches de moindre importance, les délais anormalement longs qu'il attend avant de me donner un accord pour telle ou telle mission, la résistance qui m'est opposée par le personnel de l'atelier pour travailler sur mes expériences etc...

A titre d'information, je vous ai notamment expliqué que j'avais été sommé, en Mai dernier, de remplir le HAL en urgence, alors que ce travail n'était exigible qu'en Juillet ...J'ai donc réalisé ce travail la nuit ou le week-end et signalé que cela avait généré des heures supplémentaires.

J'ai bien noté que je devais faire part de ces difficultés aux instances d'évaluation. J'insisterai, notamment, sur les conséquences sur ma santé et la qualité de mon travail.

- Je vous ai ensuite interrogé sur les possibilités d'action qui m'étaient ouvertes en cas de refus d'autorisation de participer à un projet ou une mission. J'ai bien noté qu'en une telle hypothèse il me fallait m'adresser à la direction du CNRS ou aux instances d'évaluation.

---

**Ecole Centrale Paris**  
**Laboratoire de Mécanique** : Sols, Structures, Matériaux  
Grande Voie des Vignes - F-92295 Châtenay Malabry Cedex  
Tel: 33 - (0) 141 131 000 - Fax: 33 - (0) 141 131 442  
Internet : <http://www.ecp.fr/>

- Je vous ai également informé des difficultés que je rencontrais pour connaître le bilan actuel des crédits qui m'ont été accordés pour effectuer mes différentes missions et expériences. Il règne en la matière une opacité absolue et aucune de mes demandes n'a reçu de réponse à ce jour.

J'ai pris bonne note de ce que je ne devais pas m'inquiéter d'une telle situation dès lors que je serai pas tenu responsable de la comptabilité des crédits qui me sont accordés. Il s'agit d'un élément qui ne m'avait jamais été précisé.

- Je vous ai ensuite interrogé sur la suppression du conseil de laboratoire qui, fixé le 7 Mai 2008, avait finalement été annulé. Il s'agit, en effet, d'un moment important dans la vie de notre laboratoire au cours duquel nous pouvons débattre collectivement de tous les sujets.

J'ai pris bonne note de la possibilité qui m'était faite de saisir directement le Directeur du Laboratoire d'une demande de réunion du Conseil.

Dès lors, si après cette demande j'éprouve quelques difficultés, je me permettrai de vous en informer.

- J'ai, enfin, abordé le sujet de Monsieur DOUIT qui est mon collaborateur à temps partiel et dont l'entretien annuel d'évaluation vient enfin – après plusieurs demandes rejetées – de m'être confié.

J'ai bien noté que vous me conseillez de ne pas faire mention de ses difficultés de santé et de ses perturbations d'horaires qui en résultent.

Pour votre parfaite information, je viens vous indiquer que le Directeur du Laboratoire a tenté de me mettre en difficulté sur ce point et que je lui ai donc fait part de votre conseil. Cela laisse malheureusement présager de nouveaux incidents et je crains que ma santé n'en pâtisse de nouveau.

Je vous remercie de l'accueil que vous m'avez réservé et de la possibilité que vous m'avez accordée de m'ouvrir à vous de ces différents points.

Je vous prie de croire, Monsieur le Délégué Régional, à l'expression de mes sentiments les plus respectueux et dévoués.

P. EVESQUE

**Ecole Centrale Paris**  
Laboratoire de Mécanique des Sols, Structures et Matériaux  
Grande Voie des Vignes - F-92295 Châtenay Malabry Cedex  
Tel: 33 - (0) 141 131 000 - Fax: 33 - (0) 141 131 442  
Internet : <http://www.ecp.fr/>



**ANNEXE 5 :**  
**Certificat médical issu de la médecine du travail**

 <small>CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE</small>	<b>SERVICE DE MEDECINE DE PREVENTION</b> <b>Délégation Ile de France Ouest et Nord</b> <b>I, Place Aristide Briand</b> <b>92195 MEUDON CEDEX</b>  <small>Téléphone : 01 45 07 52 55 Fax : 01 45 07 58 21</small> <small>Messagerie du secrétariat : rousseau@dr5.cnrs.fr</small>
--	--

**FICHE DE VISITE MEDICALE**  
(décret 82-453 du 25/05/82 modifié)

**IDENTITE DE L'AGENT**

Nom : EVESQUE  
Prénom : PIERRE

Matricule : 13177  
Né(e) le : 26-12-1951

Organisme : CNRS  
SOLS STRUCTURES MATERIAUX  
Unité :

Service : MECANIQUE DES  
Sous-secteur:

Poste de travail :

Contrat :

*CHERCHEUR Physicien .*

**TYPE DE VISITE**

Visite : VISITE SYSTEMATIQUE du 06-04-2010 à 11:15  
Lieu de visite : Service Médical Meudon Bellevue

**CONCLUSIONS PROFESSIONNELLES**

☒ *Poste de travail compatible avec l'état de  
Santé .*

**OBSERVATIONS**

*Prendre en compte ses difficultés  
d'élocution qui sont incontrôlables  
et ne reflètent pas un enrouement  
particulier ni une manifestation  
de refus de dialogue .*

Examen fait le : 06-04-2010

Le médecin de prévention

CATHERINE CHEREAU



## ANNEXE 6:

### Discussion envoyé au CNRS, comme contribution libre pour une réforme efficace du CNRS (avec copies à PG de Gennes et à E. Guyon)

#### Quelques Pistes de réflexion pour une réforme du CNRS :

La discussion suivante tend à conclure que la gestion du CNRS, et de la recherche toute entière, passe nécessairement par une évaluation des chercheurs et par la gestion de leurs carrières.

Elle montre en effet que la seule définition des axes de recherche, quel qu'en soit le bien fondé, ne peut conduire à une bonne stratégie de recherche à cause de la concurrence qui existe entre les différents acteurs financiers.

- 1) Vaut-on que le CNRS devienne une Agence de moyen et de financement de contrats (ou qu'il reste un Centre de Recherche)

Si l'on veut que le CNRS devienne une Agence de moyens : il faut se demander (i) comment arriver à faire travailler les meilleurs chercheurs sur les objectifs stratégiques définis par le CNRS, (ii) si les objectifs du CNRS peuvent être très différents de ceux des Universités, des Régions, de la France, de l'Europe, des industriels ?

Si le CNRS garde son capital humain : Le CNRS reposera donc en partie sur un potentiel humain de chercheurs au travail. On doit alors se poser une question : Autorise-t-on ces chercheurs à travailler sur contrat (financés par des industriels, des régions, d'autres Agences nationales, l'Europe, des contrats franco-américains,....).

On peut difficilement répondre non, car cela veut dire qu'on refuse les collaborations européennes,....

On peut pousser alors le raisonnement plus loin : les appels d'offre que lancera le CNRS seront toujours en compétition avec d'autres appels d'offre (européenne,...). Si les meilleurs chercheurs y répondent c'est que les propositions du CNRS sont les plus intéressantes, sinon même le personnel du CNRS s'en désintéressera. Il ne faut donc pas sous-estimer l'effet de compétition entre Agences.

Cette liberté du choix des contrats assure la liberté de la recherche et la liberté des acteurs de la recherche, au moins pour les meilleurs. Et la seule stratégie possible pour le CNRS est d'embaucher les meilleurs chercheurs et de les maintenir au meilleur de leur forme. Si on arrive à cela, la reconnaissance du CNRS sera supra-nationale.

Comme nous allons le montrer, un corollaire à cette solution est qu'on ne peut changer que lentement de stratégie de recherche, à la vitesse du renouvellement des hommes.

- 2) Est-ce que la réforme du CNRS pose cette question en ces termes: A ma connaissance non.
- 3) Comment maintenir les chercheurs au sommet de leur forme ?

Lorsqu'on s'intéresse à un sportif, on le sélectionne pour un sport et on le fait jouer dans ce sport ; on aura du mal à faire jouer un footballeur au rugby, ou courir une nageuse.... La compétition humaine est sélective sur des très petites différences :  $1/10^{ème}$  de seconde suffit au 100m ; par contre le potentiel humain présente des dispersions relativement faibles : tout le monde, après un peu d'entraînement, est capable de courir le 100m en moins de 15s.

Il en est probablement de même pour les critères intellectuels ; il faut donc placer les compétiteurs dans leur domaine de prédilection. Et l'entraîneur « gestionnaire de la recherche » devrait faire très attention à cela. Quel entraîneur sportif se permettrait d'agir autrement. Pour la recherche, la continuité est tout aussi cruciale, d'autant que souvent une découverte repose sur la possibilité et la volonté d'affirmer une différence, une incompréhension,.... Il faut donc que le chercheur soit essentiellement une personne motivée, encouragée et en confiance. Bien entendu, il faut lui assurer un environnement de doute et de remise en cause de ses propres découvertes, car ces découvertes peuvent être erronées, perfectibles.... Il faut donc à tout prix permettre au chercheur de vivre dans un univers de contestation naturelle et de remise en cause des vérités. Que fait un Directeur de laboratoire s'il n'agit pas dans ce sens : Il « tuera » probablement ses chercheurs. Il doit assurer une émulation, un doute et des discussions franches en plus de la gestion des crédits.

- 4) Ces problèmes de « maintien en forme des chercheurs » sont-ils abordés dans le projet de réforme proposé : NON. Un bon gestionnaire, et donc un bon stratège de la recherche, doit cependant ne jamais les oublier.
- 5) Évolution de la recherche

Se pose maintenant le problème de l'évolution de la recherche. Le domaine de recherche évolue souvent avec le renouvellement des hommes. Peut-on aller plus vite ? Doit-on écourter la carrière des chercheurs pour améliorer le turn-over et l'« adaptabilité » du corps. Ce sont là de vastes questions. Le problème est

aussi de savoir si le chercheur reste (ou peut rester) efficace tout au long de sa vie, ou s'il perd de son efficacité en vieillissant. Cela dépend probablement du chercheur, de son aptitude à se remettre en cause, à sacrifier sa « situation assise ». La stimulation du mouvement n'est pas réellement favorisée par la structure. On pourrait même dire : qui va à la chasse perd sa place. Et les arguments d'autorité et de notoriété l'emportent à partir d'un certain âge. La « gestion des rumeurs » devient un passe-temps favori.

Cependant, le chercheur pourra rester a priori longtemps performant dans les disciplines où la culture nécessaire est grande, où la diversité et la complexité dominent la connaissance. C'est le cas pour les disciplines littéraires, et peut-être aussi pour la physique et la chimie ; à moins qu'on arrive à résumer de façon synthétique l'ensemble de nos connaissances et rendre accessible facilement la diversité des comportements physiques à partir d'une approche synthétique.

Dans les disciplines plus jeunes, où l'imagination créatrice n'est pas encore bridée par l'univers des connaissances, la maturation du chercheur est plus rapide et son efficacité ralentit au fur et à mesure des années.

La durée de création d'un chercheur varie énormément et est difficilement quantifiable. Peut-on fixer un âge limite de 40-50 ans. Dans ce cas, pourquoi ne pas l'inclure dans le statut d'embauche, comme cela l'est pour les militaires, avec une retraite ?

On se heurtera aussi au fait plus général que le changement d'emploi des cadres est très difficile passé 50 ans. Les agences gouvernementales doivent donc en être conscientes et prévoir leur politique salariale en conséquence.

- 6) Ces problèmes connexes d'évolution de la politique de la recherche sont-ils abordés dans le rapport : NON. On ne parle pas non plus clairement de l'enjeu stratégique réel : 20% des chercheurs du CNRS vont partir à la retraite ; c'est donc le moment de penser à l'évolution des thèmes, à leur vitesses d'évolution,...

## 7) Évaluation de la recherche

Le problème de l'évaluation de la recherche est un problème majeur, qui n'a pas été traité sérieusement par le passé : on a laissé trop longtemps aux éditeurs ce soin, mais le coût de l'édition a tellement baissé et les enjeux pécuniaires sont tels que l'édition est contrôlée par des groupes de pressions, qu'elle gère les publications dans l'éphémère, sans assurer le suivi réel de la pertinence des publications au cours de plusieurs années, ni même à limiter le nombre de redites, ...

L'action du Comité national est plutôt bénéfique ; mais comme tout organisme, il a ses travers. Cependant il se borne trop souvent à compter les publications, sans vérifier la pertinence de celles-ci, ni extraire les redites. Enfin, de par son statut il est irresponsable puisque son avis est seulement consultatif, au service de la Direction du CNRS. De ce fait le chercheur ne peut lui faire aucun reproche concret et le Comité est donc insensible à la critique. Or dans les faits, il gère la carrière des chercheurs et des laboratoires. On devrait donc pouvoir lui faire des reproches et l'obliger à s'amender. Il faut définir un contre-pouvoir, une instance de conciliation.

Le nombre de rapports est trop grand : rapport GDR, rapport labo, rapport personnel du chercheur, rapport de chaque contrat.... A quoi cela sert-il de mettre plusieurs fois les mêmes faits dans différents rapports, si ce n'est à faire perdre du temps aux rapporteurs, à augmenter de manière factice le nombre de faits... Il vaudrait mieux faciliter la compilation des articles d'une base à une autre, au besoin instaurer une banque de données institutionnalisée et centralisée, regroupant toutes les publications des chercheurs, et les références.

Qu'est-ce qu'une bonne recherche ? Doit-elle être évaluée sur la renommée ? Cherche-t-on à transformer l'évaluateur, et le chercheur, en moutons de Panurge ? C'est déjà le cas avec la Star Ac.... Les physiciens et les biologistes s'intéressent beaucoup à la propagation des épidémies, des contaminations, des feux,.... On connaît la sensibilité de ces propagations à des détails, les effets de seuil aux quels ils sont sujets.... Les rumeurs et la renommée ne dérogent probablement pas à ces modèles, excepté peut-être par leur plus grande non linéarité.

## 8) Le rapport aborde-t-il le problème de l'évaluation de la recherche :

Oui, mais de façon très abstraite, sans préciser la forme que l'évaluation doit prendre, ni définir les conséquences de cette évaluation. En particulier on ne définit pas le lien entre l'élaboration de la stratégie de la recherche et l'évaluation des recherches passées ; quel est le feedback ? le projet veut au contraire « extérioriser » l'évaluation.

Quelle sera la conséquence de cette évaluation sur la carrière d'un chercheur ? Et sur celle du gestionnaire de la recherche ? car c'est le financeur en définitive qui est responsable des crédits et qui les dilapide lorsqu'il les distribue à mauvais escient ?

- 9) Évolution de la structure du CNRS dans le contexte européen.  
L'adaptation du CNRS à son environnement européen et à l'évolution de ce dernier est un point capital pour en faire une agence efficace. La prise en compte de l'évolution des structures européennes est donc primordiale. La nécessité de s'adapter aux structures évolutives européennes est un point très absent du projet de réforme.
- 10) Comparaison Unité propre / Unité mixte  
On veut définir le CNRS en laboratoires propres, UMR, etc. Encore faudrait-il faire un bilan correct de l'efficacité comparée des différentes structures existantes, leur possibilité d'amélioration...
- 11) Comparaison recherche CNRS / recherche Universitaire  
On veut réformer le CNRS. D'accord, mais à lui seul il ne représente pas toute la recherche française. Cette réforme doit donc s'insérer dans une vision stratégique globale; il faut donc faire un bilan des autres instances (universités,...), critiquer leur mode de fonctionnement, évaluer les différentes méthodes, les différentes réformes et les différents potentiels après réformes. Ce n'est qu'après cela qu'on pourra décider du type de réforme.  
(Si le CNRS représentait la plus grande partie de la recherche, ce serait qu'il est déjà très efficace par rapport à l'Université et aux autres instances compte tenu de son nombre; il vaudrait mieux alors réformer ces dernières).
- 12) Quelques problèmes avec le Comité National : il n'est que consultatif.  
La Direction du CNRS reproche au Comité National son trop grand pouvoir. Les textes ne donnent au Comité national qu'un avis consultatif. Où est donc son pouvoir réel ? A-t-on besoin de faire une réforme pour lui appliquer la règle que son statut lui a fixée ? Refuse-t-il d'appliquer cette règle ? S'il refuse d'appliquer cette règle, à quoi servirait de définir d'autres règles puisqu'on ne les applique pas.  
Il faut créer une Instance de régulation et d'appel des décisions du Comité National, qui le remette dans le droit.
- 13) Recherche d'une amélioration : Quelques problèmes relevés par la Cour des Comptes  
La cour des comptes a relevé un certain nombre de travers,... et a suggéré un certain nombre de remèdes. Valide-t-on l'analyse ? A-t-on cherché à appliquer les remèdes préconisés ? Sinon pourquoi ?
- 14) La multiplication des sources et des organes de financement, ainsi que leurs différents niveaux dans la structure (Laboratoires, GDR, GRE, ATP, "jeunes équipes", COST,..., financements universitaires, ministériels, régionaux, européens, industriels,...) rend le système global de gestion de la recherche relativement opaque. Comme cela est dit au #1, ceci assure aux chercheurs une relative liberté de mouvement, de pensée et d'action qui lui est nécessaire. En contrepartie, ces derniers doivent répondre aux appels d'offre et doivent écrire des rapports de plus en plus nombreux, ce qui les transforme aussi en gestionnaires et leur prend du temps sur la recherche effective.  
La multiplication de ces niveaux et de ces structures obère en partie l'efficacité de la recherche; elle rend aussi la comptabilité analytique des laboratoires, des instituts.... difficile à effectuer, un résultat ayant en général plusieurs sources de financement. Une des priorités des organismes de financement devrait être de limiter la transformation du chercheur en gestionnaire de recherche.  
Outre l'intérêt qu'il porte à ses recherches, l'autre moteur qui anime le chercheur est la gestion de sa carrière. C'est probablement par ce biais qu'on peut orienter son activité, et non par l'annonce de thèmes fortement financés : un bon chercheur connaît ses capacités; il choisit son nouveau thème de recherche; il faut qu'il soit récompensé après son succès, et non avant.  
Il faut aussi absolument stimuler la vocation du chercheur à rester dans la recherche; sinon la structure et l'"efficacité" le transformeront en gestionnaire de contrat dès après sa thèse; et sa formation passée ne lui servira de rien; elle n'aura été donc menée qu'en pure perte.  
En d'autres termes, si l'on veut que le chercheur soit mobile, il faut lui assurer une carrière décente après qu'il a été mobile (et non pour qu'il le devienne); bien trop souvent ce n'est pas le cas. A cet égard, la gestion de la pluridisciplinarité devrait être une priorité et non simplement une incantation vaine.  
L'évaluation du chercheur est souvent basée sur sa renommée. Celle-ci croît lentement au fur et à mesure qu'il s'intègre dans sa communauté, l'effet est probablement exponentiel. Un changement de thématique est donc redoutable de ce point de vue. Ceci doit donc être pris en compte pour une bonne gestion de la recherche : il n'y a pas linéarité entre efficacité et renommée.  
Enfin la renommée, comme la rumeur, est un indicateur très partiel, car elle ne certifie pas la justesse du travail.

### Dernière page 4 :

- 15) Enfin le CNRS doit être conscient que tout acte de gestion supplémentaire demandé aux chercheurs est en fait pris sur leur temps de travail et correspond donc à une perte de production scientifique. Cela pénalise donc directement le rendement de l'Établissement. Il faudrait peut-être calculer le coût chaque fois que de telles mesures sont appliquées.  
On peut se dire que certains actes de gestion supplémentaires augmentent la lisibilité de la production et donc la propagation du savoir. C'est peut-être vrai mais c'est en toute rigueur le travail de l'ANVAR. Pourquoi donc ne pas sous-traiter à ces organismes ces problèmes.



## ANNEXE 7 : Discussion sur l'efficacité des revues scientifiques (copies à PG de Gennes et à E. Guyon)

P. Evesque / pour le CNER

28/02/02

1/4

### Les Revues Scientifiques classiques Permettent-elles une évaluation simple du travail des scientifiques ? Sont-elles vouées à disparaître ou à évoluer?

P. EVESQUE, [evesque@mssmat.ecp.fr](mailto:evesque@mssmat.ecp.fr)  
Lab MSSMat, Ecole Centrale de Paris, 92295 Châtenay-Malabry, France

Les Revues scientifiques sont des outils que les scientifiques se sont forgés pour répondre à leur besoin de communication et de pérennisation des acquis de leur recherche. Il est donc essentiel d'analyser (A) la manière dont les scientifiques s'en servent et (B) le mode de fonctionnement de ces revues pour pouvoir établir une politique d'évaluation de la recherche. Puis nous verrons (C) si le processus éditorial ne peut pas être amélioré.

#### A) Mode d'utilisation des revues scientifiques:

À l'origine les Revues scientifiques ont été créées pour une diffusion rapide de l'information, tout en assurant une bonne qualité d'édition et en limitant le coût ; on a toujours considéré que les articles qui y sont publiés pouvaient contenir des erreurs, et qu'ils devaient y être présentés pour être débattus. À preuve, les normes du travail scientifique ont toujours imposé que la première étape d'une recherche soit une étude bibliographique critique, qui consiste à faire le point sur la question, à partir des Revues scientifiques en particulier; on cherche donc tous les articles ayant trait au sujet, en cherchant à discerner les articles "vrais" et novateurs des articles "vrais" mais inintéressants, voir partiellement faux, ou totalement faux.

Cette première étape du travail de recherche est donc un jugement de valeur; c'est une étape essentielle. Cette méthode est la seule reconnue par le chercheur et l'universitaire pour évaluer son travail et celui des autres. Elle doit être la seule à prévaloir dans les commissions d'évaluation, autrement la définition de nouveaux critères fera évoluer la façon de travailler du chercheur.

C'est d'ailleurs ce que l'on constate: Les Comités d'évaluation de la Recherche se bornent à des études statistiques de nombre de publications, de taux de citations... ; et le chercheur se borne à soigner sa publicité : il va de congrès en congrès pour parler et repart aussitôt sans écouter ; est-ce là une politique de communication sérieuse. Pour ma part, je pense que les indices sont une aide à l'évaluation, mais ils ne permettent pas une évaluation sérieuse pour les raisons que j'ai développées dans les deux paragraphes précédents. À trop promouvoir cette méthode ne risque-t-on pas en plus d'inciter les jeunes (et les moins jeunes) chercheurs à négliger simplement leur travail bibliographique.

La National Science Foundation américaine (NSF), quant à elle, (ainsi que d'autres organismes nationaux et internationaux) ne se contente pas de compter les publications et demande toujours à des experts internationaux indépendants, choisis pour leur compétence, l'évaluation des équipes et des projets qu'elle finance.

Enfin, la profession de chercheur étant très proche de celle de l'enseignement, nous devons nous méfier de l'exemple que nous donnons; ceci doit nous pousser à un effort de rigueur.

#### B) Mode de fonctionnement des journaux scientifiques:

Avant de vouloir rentrer dans la définition des tâches de l'évaluation scientifique il me semble nécessaire de préciser les différentes étapes de la production scientifique et de définir (i) ce qu'est à mon sens un article de recherche scientifique, (ii) ce qui lui permet d'être publié par une revue, (iii) les difficultés spécifiques rencontrées par certains articles réellement novateurs, ou (iv) par les articles aux marges de plusieurs domaines existants, *i.e.* pluridisciplinarité. Je décrirai ensuite (v) le mode de constitution et de fonctionnement des Revues à Comité de lecture, et le pouvoir qu'elles exercent; puis viendrai (vi) à leurs défauts, sachant que leur finalité première, à savoir la diffusion de la connaissance scientifique, est à peu près assurée.

- (i) Un article de recherche essaie de faire avancer l'état d'une question en étudiant un exemple précis nouveau et en apportant des éléments de réponse nouveaux. En ce sens il a un risque d'être faux.
- (ii) L'article est accepté par une Revue parce que son contenu provoque une adhésion des referees; pour cela, il pose une question que le referee trouve importante et il défend un point de vue qui est en général assez proche de celui des referees.
- (iii) De ceci nous pouvons conclure que plus un article est novateur, plus il a de chance d'être rejeté à tel point que la diffusion de certains articles très novateurs n'a pu être réalisée qu'à l'occasion de la création de nouvelles revues. Mais aussi, un article novateur qui est publié a plus de risque d'être faux, car les referees manquent de critères adéquats pour l'évaluer.
- (iv) Il en est de même des articles pluridisciplinaires, mélangeant les connaissances et les concepts issus de domaines différents. Un article contenant un mélange pluridisciplinaire de concepts, quoique éminemment souhaitable et nécessaire, risque de heurter la sensibilité des referees spécialisés dans un seul des domaines et de provoquer ainsi son rejet; sans compter l'existence d'un risque d'erreur plus important, mal contrôlé par des referees trop spécialisés.

- (v) Analysons maintenant le mode de fonctionnement d'un journal scientifique. Une Revue scientifique à Comité de lecture est bâtie autour d'un certain nombre de scientifiques représentant une Ecole de pensée. L'existence de plusieurs Revues pour les mêmes thématiques démontre bien l'existence de ces Ecoles et des groupes de pression qui leur sont associés. On peut presque faire le parallèle avec les niches écologiques. C'est donc normal que ces Revues cherchent à prendre de plus en plus d'importance dans le financement de la recherche et l'évaluation des chercheurs. Mais c'est un réel danger. Les Comités de lecture sont en fait les restes des derniers mandarins.
- (vi) Est-ce à cause de leur concurrence que les Revues ne sont pas capables de limiter la production scientifique? On observe en effet que le nombre de publications augmente d'année en année. Elles ne sont pas non plus capables de limiter ni la redondance, ni le plagiat. Elles restent très faiblement concernées par le respect du droit à l'antériorité et elles n'exercent de fait qu'un filtre très faible puisque seulement quelques pour-cent de la production scientifique n'est jamais publiée.
- (vii) De plus ce type de publication est cher, bien plus cher qu'un journal électronique. Il conçoit l'information comme un bien et un pouvoir que l'on monnaie, où l'auteur souvent paie l'acte de se faire éditer, le lecteur achète sa lecture, et l'auteur et les rapporteurs travaillent gratuitement. Pourquoi le font-ils ? Probablement parce qu'ils espèrent démontrer ainsi que leur travail est reconnu, bénéficier de promotion et trouver des supports financiers. Mais est-ce une garantie de la qualité des travaux ? Pour cela il faudrait que les Revues assurent le suivi de leur jugement, car un jugement scientifique se travaille sur le long terme.

*En fait si chaque Revue s'adresse à tout lecteur potentiel, les auteurs qui y publient correspondent souvent à une proportion restreinte de la communauté scientifique de la ou des disciplines concernées, les autres préférant publier ailleurs, souvent pour des questions de referees; c'est la preuve de l'existence d'un "pouvoir éditorial" qui ne devrait pas être de mise, car il est contraire à la déontologie scientifique et à la libre circulation des idées.*

Enfin, on ne peut et ne doit pas considérer que les Journaux scientifiques permettent à eux seuls l'archivage de l'information scientifique ; ce ne sont que des entreprises commerciales, susceptibles de faire faillite; leur cahier des charges n'est pas celui des organismes spécialisés dans ce domaine (Bibliothèque Nationale de France, Bibliothèque du Congrès américains,...). La meilleure garantie que les journaux proposent, c'est la diffusion de l'information et son stockage en de multiples endroits.

### C) Vers une amélioration du processus éditorial et de l'évaluation:

Pour améliorer le processus éditorial, il faut comparer les règles précédentes à celles que préconise la déontologie scientifique. Celle-ci requiert une libre circulation des idées, une libre discussion, et que chacun se forge sa propre opinion. La propagation d'un faux raisonnement ou d'un résultat erroné n'est pas dangereuse en soi, car la méthode scientifique permet de les détecter; c'est d'ailleurs pour cela que les Revues scientifiques ont pu résister; il faut simplement veiller à ce que de tels actes ne soient pas intentionnels, c'est-à-dire imposer que le débat soit loyal, que les résultats exposés soient honnêtement décrits.... Par contre les actes purement d'autorité, tel le rejet sans appel par un referee d'une thèse, d'une théorie..., devraient être proscrits. De même le droit des auteurs doit être protégé, le droit à l'antériorité en particulier, et le droit au retrait aussi...

Des essais d'amélioration du processus éditorial ont bien été tentés par le passé. On a par exemple cherché à ouvrir les articles à la discussion durant une période donnée. Mais ceci coûtait cher et alourdissait le processus d'édition. Avec l'apparition d'Internet, de la e-publication et des imprimantes de qualité, le problème a complètement changé. La diffusion de l'information est rapide et peu onéreuse; les annotations interactives simples à mettre en place de telle manière que le suivi d'un problème, d'une évaluation puisse se faire sur le très long terme. Il suffit désormais de définir un protocole de stockage, et d'en assurer (imposer) la pérennité sur des temps longs (10-20 ans). Au delà ce ne sera pas nécessaire, car l'intérêt pour un axe de recherche dure en général moins longtemps; c'est l'effet du changement de génération.

#### *Un exemple d'essai récent:*

Une expérience de ce genre est actuellement tentée avec *Poudres & Grains*, ISSN 1257 3957, bulletin de liaison de l'association internationale AEMMG (Association pour l'Etude de la Micromécanique des Milieux Granulaires); nous avons rendu ce journal disponible sur internet: *Poudres & Grains*: <http://prunier.mss.ecp.fr/poudres&grains/poudres-index.htm>, tout en maintenant une version papier déposée à la BNF, pour la sauvegarde. Les règles éditoriales y sont simples, données en annexe. Elles sont conformes à la déontologie scientifique: libre accès à tous; respect de l'antériorité; refus des querelles de personne; acceptation de toute discussion et de toute contestation scientifique; de plus, il est précisé que chaque lecteur doit faire un travail de referee, que chaque auteur doit décrire honnêtement ses résultats. Ceci doit permettre une meilleure efficacité dans la transmission, et l'évaluation des résultats et des théories. Par exemple un article pluridisciplinaire sera jugé par les lecteurs de toutes les disciplines, chacun pouvant s'exprimer sur son domaine de compétence, et chacun ayant aussi accès aux remarques des autres disciplines; ceci doit donc aussi permettre une meilleure



transmission du savoir entre les disciplines. Les lecteurs eux-mêmes sont le Comité de lecture; un referee-auteur-lecteur qui se trompe devrait finir par le savoir; il est aussi facile de faire respecter l'antériorité ou de limiter les articles redondants par une simple annotation, "déjà lu, cf. ref. , nom de la personne qui écrit cette remarque " . De plus, l'article qui est soumis à la revue est publié tel quel, sans possibilité de modification, de refonte; les avis des lecteurs ne font qu'entériner la qualité du travail.

Pour éviter le danger potentiel de trop nombreuses polémiques, les articles doivent être signés, et les auteurs doivent être des professionnels de la recherche ou de l'enseignement.

Cette politique éditoriale semble actuellement gêner les rédacteurs potentiels qui ont peut-être peur que leurs articles dans *Poudres & Grains* ne soient pas comptabilisés par les Commissions; mais ce problème devrait s'estomper avec le temps, sauf barrage systématique.

#### D) Vers une politique plus ferme du respect de la déontologie scientifique:

Cette partie donne quelques exemples de dérapage possible de la politique éditoriale d'une revue classique. Que fait un éditeur lorsque l'un des rapporteurs conclut "article non publiable car les résultats sont justes, mais bien connus", et que l'autre dit "article à rejeter car les résultats sont faux". L'éditeur rejettera l'article, bien que l'un au moins des deux rapporteurs se trompe, et que la question doit être posée...

Pourquoi certains articles sont-ils rejetés par certains journaux et acceptés ailleurs ?

Que penser d'un éditeur qui refuse de faire respecter une antériorité ?

Que dire d'une Revue dont les referees bloquent systématiquement un article contestant une thèse développée dans cette Revue.

Que dire d'une Revue qui refuse de publier une recherche bibliographique qui permet de faire le lien entre plusieurs résultats différents, unifier les concepts provenant de domaines différents.

Que dire d'une revue qui demande de développer des appendices volumineux plutôt que de mettre une référence spécialisée.

.....

Tous ces faits sont des manquements graves à la déontologie scientifique et aux droits des auteurs. Dans les Revues scientifiques actuelles, aucune règle interne ne permet ni de les éviter, ni d'améliorer le processus éditorial, ni de connaître la statistique de manquements à ces règles. Ou, si de tels organes internes de modération sont prévus, leur efficacité est vraiment très faible, voire inexistante. Ceci démontre que les Revues classiques à Comité de lecture n'obéissent pas à la déontologie scientifique, à commencer par les premières d'entre elles en physique : *Nature*, *Science*, *Phys. Rev. Lett.*, *European Physics J...*

Et aucune instance scientifique française d'évaluation n'a créé de service pour faire respecter cette déontologie, pour aider les ayant-droit potentiellement lésés. Or "Science sans conscience n'est que ruine de l'âme" ; la recherche scientifique doit donc impérativement se munir des organes susceptibles de faire respecter son éthique ; sinon la Communauté Scientifique disparaîtra, corrompue par l'argent, le pouvoir, les clans et les effets d'annonce.

Est-ce une réforme impossible? Le CNRS a constitué un Comité d'Éthique; il n'a pour l'instant aucun pouvoir et n'est relié à aucun service juridique,...

Les nouvelles technologies sonnent-elles le glas des anciens types de publication? Je l'espère, car elles devraient permettre d'améliorer la vitesse de diffusion et le processus de reviewing, tout en limitant le coût de l'édition. Cependant cela demande un changement d'état d'esprit de la part des acteurs de la recherche et des modifications dans les processus de financement et les instances chargées de la gestion de la recherche. A l'heure actuelle, ces instances semblent refuser ces changements. On les comprend, c'est leur pouvoir qui leur échappe. N'est-ce pas pour cela que les éditions scientifiques classiques cherchent à proposer de nouveaux indices pour évaluer les chercheurs, à faire croire que cette méthode est efficace et qu'elle obéit à une déontologie scientifique rigoureuse? N'est-ce pas aussi pour cela qu'elles laissent croître le nombre de publications.

C'est aussi probablement pour cette raison que *Poudres & Grains* a été récemment critiqué. Mais pourquoi donc refuser la libre circulation des idées? Au nom de quel principe? Quel mal fait un scientifique qui publie dans une revue où le comité de lecture fonctionne a posteriori, ou qui n'en a pas? Si nous n'y prenons pas garde, nous risquons des dérives sérieuses. Les anciens comités éditoriaux et d'évaluation seraient-ils les nouveaux Tribunaux de l'Inquisition? Pourquoi ne pas laisser faire les expériences nouvelles, tester les moyens nouveaux? Dans cette période d'innovation intense dans le domaine de la communication scientifique, il faut laisser libre ce champ d'investigation, renforcer les processus d'évaluation et réaffirmer clairement la nécessité d'écouter et de lire.

## ANNEXE

**Notice pour les auteurs de  
poudres & grains :****Objet de la publication**

*poudres & grains* est une revue publiant des articles scientifiques originaux dont le sujet traite des matériaux en grains, en poudre ou assimilés; elle est couverte par le copyright. Elle s'adresse à des professionnels de la recherche et de l'enseignement des secteurs public et privé. Chaque numéro a une version imprimée conservée à la Bibliothèque de France. La reproduction intégrale des articles et/ou de la revue pour des usages personnels ou à fin d'archivage est autorisée et peut se faire par téléchargement. Une autorisation doit être demandée pour des reproductions commerciales même partielles.

**Soumission des articles:** Les articles doivent être des originaux; un transfert de copyright doit être signé, spécifiant que l'auteur accepte les règles éditoriales, surtout celles relatives aux commentaires scientifiques, car les articles sont ouverts à discussion scientifique. Des liens électroniques seront établis dans la mesure du possible.

**Règles éditoriales:****Tout auteur scientifique doit**

- Décrire honnêtement les résultats qu'il a obtenus tant théoriques qu'expérimentaux.
- Accepter et favoriser le débat honnête entre scientifiques.
- Ne pas faire de querelles de personne.
- Respecter les droits des autres auteurs scientifiques et de l'antériorité scientifique en particulier.

*Tout manquement à ces règles supprime l'accès à la publication. L'auteur est seul responsable du contenu de l'article. Une commission éditoriale donne son avis au besoin; mais le vrai travail de rapporteur doit être exécuté a posteriori après publication, par la communauté scientifique.*

**Tout lecteur scientifique doit**

- Faire une analyse critique des articles scientifiques qu'il lit de manière à se forger sa propre opinion
- A la suite d'une lecture scientifique, porter à la connaissance des lecteurs scientifiques des résultats faisant partie du domaine public et exprimant les mêmes résultats ou des résultats contraires à ceux qu'il vient de lire.



**ANNEXE 8 :**  
**Lettre en réponse à l'évaluation de la section 5**



**Pierre EVESQUE**  
*Directeur de Recherche CNRS*

☎ 33 -(0)1 41 13 12 18 &  
33 -(0)1 43 50 12 22

Fax : 33 (0)1 41 13 14 42

e-mail : [evesque@mssmat.ecp.fr](mailto:evesque@mssmat.ecp.fr)

*Châtenay, le 14 Octobre 2001*

Monsieur A. George,  
Président de la Commission 5  
CNRS  
3-5 rue Michel Ange  
75794 PARIS CEDEX 16

Cher Collègue,

Tu trouveras ci-joint ma notice de Titres et Travaux 2000.

Merci de m'avoir informé des propos qui se sont tenus lors de la Commission à mon égard. Peut-être me suis-je mal exprimé lors de notre entretien téléphonique; c'est pourquoi, je te précise certains des points que nous avions évoqués il y a quelques jours.

Finalement, mon activité a été jugée importante (trop peut-être?) dans la mesure où j'ai eu la chance d'avoir de nombreux thésards que j'ai correctement encadrés (voir Annexe 3) et où mon activité est reconnue à l'extérieur :

- 1) Ces dernières années j'ai été effectivement "referee" pour divers journaux dont *Nature*, *Phys. Rev. Lett.* et *Phys Rev. E...* (cf. ma notice p. 72).
- 2) De même, la NSF m'a demandé d'évaluer les projets scientifiques de plusieurs professeurs américains, parmi les plus connus dans le domaine de la physique des matériaux granulaires. Je peux t'en fournir les noms si nécessaire, sous le sceau du secret bien entendu (cf. ma notice p. 72).
- 3) Je suis personnellement responsable d'une expérience financée par l'ESA, en avion parabolique et en fusée sonde. Je suis aussi co-responsable d'autres expériences ESA. (cf. ma notice p. 73).
- 4) L'ESA m'a confié la gestion d'un Topical Team "vibrations et espace" (cf. ma notice p. 73).
- 5) Elu Président de l'Association internationale **AEMMG** lors du congrès *Powders & Grains 97* et nommé éditeur de son bulletin de liaison *Poudres & Grains* depuis le congrès *Powders & Grains 93*, j'ai été reconduit à ces postes sans contestation cette année. Je suis fier d'avoir participé en 1988 à la fondation de l'**AEMMG** et à celle de cette série de congrès internationaux "*Powders & Grains*" tenus tous les 4 ans, en France en 1989, puis en Angleterre (1993), USA (1997), Japon (2001) et ...Allemagne (2005), (cf. Annexe 4).

Il y a peut-être aussi un malentendu sur le nombre et la nature de mes publications: contrairement à ce que l'on semble sous entendre, j'ai publié un certain nombre d'articles (supérieur à 10) dans des revues à comité de lecture ces 4 dernières années. J'en avais évidemment publiés avant aussi. (cf. la liste des publications). En particulier, entre 1998 et 2000, tu peux constater que

---

**Ecole Centrale Paris**  
**Laboratoire de Mécanique** : Sols, Structures, Matériaux  
Grande Voie des Vignes - F-92295 Châtenay Malabry Cedex

j'ai publié un article dans *Phys Rev Lett*, deux dans *Phys Rev E*, deux dans *Euro. Phys. Lett*, un dans *Chaos*, un dans *J. Rheology*,..... Je joins la liste en Annexe 1.

De plus, depuis 2-3 ans je développe une partie importante de mes idées dans la revue *Poudres & Grains*, qui est maintenant disponible aussi sur le Web. Je constate à l'usage que c'est une méthode simple, très efficace et rapide. Je recherche avec cette revue [une nouvelle voie de publication](#), moins chère, plus efficace, plus libre dans la discussion, où le contenu scientifique puisse être discuté de façon interactive, évalué en continu. Développer ce type de revue me semble permis grâce à l'évolution technologique et nécessaire dans la conjoncture actuelle; c'est conforme à l'éthique scientifique.

A toute fin utile, je joins en Annexe 2 quelques points forts de ma carrière scientifique qui pourraient te permettre d'éclairer mon cas en Commission.

Je te remercie de l'intérêt que tu portes à mon travail et à moi-même. Je suis à ta disposition pour des renseignements complémentaires.

Bien cordialement,

Pierre Evesque

---

**Ecole Centrale Paris**  
Laboratoire de Mécanique des Sol, Structures et Matériaux  
Grande Voie des Vignes - F-92295 Châtenay Malabry Cedex  
Tel: 33 - (0) 141 131 000 - Fax: 33 - (0) 141 131 442  
Internet : <http://www.ecp.fr/>

*Annexe 1: publications de 1998 à 2000 de P. Evesque  
dans les revues à comité de lecture*

- A. Ivanova, V. Kozlov & P. Evesque, *Izv. RAN, Mech. Zgidk. i Gaza*, (1998), **N 4**, pp. 29-39.
- " " " *Fluid Dynamics* **33**, 488-496, (1998)
- P. Evesque & P.G. de Gennes, *C.R. Acad. Sc. Paris* **326**, Série II b, 761-766, (1998)
- V. G. Kozlov, A. Ivanova & P. Evesque, *Europhys. Lett.* **42**, 413-18, (1998)
- R. Wunenburger, P. Evesque, C. Chabot, Y. Garrabos, S. Fauve & D. Beysens, *Phys Rev. E* **52**, 5440-5445, (1999)
- E. Falcon, R. Wunenburger, P. Evesque, S. Fauve, C. Chabot, Y. Garrabos & D. Beysens, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 440-443
- P. Evesque, S. Noblet & G. Rault, *Phys. Rev. E* **59**, rapid Comm, R6259-6262 (1999)
- Modaresi A., S. Boufellouh & P. Evesque, *Chaos* **9**, 523-543 (1999)
- Ch. Ancey, Ph. Coussot & P. Evesque, *Journal of Rheology* **43**, 1673-99, (1999)
- P. Porion, N. Sommier & P. Evesque, *Europhys. Lett.* **50** (3) p. 319 (2000)
- A.A. Ivanova, V.G. Kozlov, and P. Evesque, *Mekhanika Zhidkosti i Gasa*, **No3**, pp.113-122, (2000)
- " " " *Fluid Dynamics*, Vol.**35**, No.3, pp. 406-413, (2000)

**p.3, annexes 1-2 de l' ANNEXE 8 :**  
**Réponse à l'évaluation de la section 5**

*Annexe 2: Quelques points forts de mon activité scientifique*

Dans le domaine universitaire, j'ai été l'un des premiers :

- à poser le problème de réactions chimiques dans les espaces fractales ou de percolation (1983) , domaine qui est toujours d'actualité,
- à montrer le lien entre ce domaine et celui des réactions entre états électroniques dans les solides
- à promouvoir l'étude de la "physique du tas de sable" (1987)
- à promouvoir l'interdisciplinarité dans ce domaine (1989)
- à faire des expériences d'avalanches en centrifugeuse (1991)
- en France à faire des expériences de ségrégation par de l'IRM;
- à développer une expérience de vibration de matériaux granulaires en apesanteur (fusée sonde, vol Airbus)
- à reconnaître dans la communauté des physiciens dès 1991-94, *cf.* Article sur les avalanches, que la mécanique des milieux granulaires est plus régulière que ce que l'on affirme trop facilement à l'heure actuelle en physique, qu'il faut donc apprendre cette mécanique des mécaniciens. Je pense que ce point de vue sera presque définitivement acquis d'ici 4 ans.
- à proposer une simplification des lois macroscopiques des milieux granulaires ; c'est important car pour l'instant beaucoup trop de scientifiques les compliquent, tant parmi les mécaniciens que parmi les physiciens, avec des méthodes et des points de vue bien différents, évidemment.

Et ceci sans quasiment aucune subvention de la part du CNRS autre que mon salaire. L'expérience en fusée sonde par exemple a été financée par l'Europe à l'exception de la France; le LCPC m'a prêté gracieusement sa centrifugeuse et une partie de son personnel une semaine en 1997. ..

***Encadrement de Thèses:***

J'ai encadré C.L. Yang pendant un an quand j'étais en post doc à UCLA. (cf. articles n° 13, 14 16 pp 50). Tu peux demander à M.A.E. El Sayed qui était son Directeur de thèse en titre.

J'ai aussi encadré à plein temps les thèses de Marcia Portella (1984-1987) et de Pascal Montelmacher (1984-1987) pendant 2 années à Jussieu dès mon retour des USA. J. Duran me l'avait demandé personnellement comme un service lorsqu'il a pris la vice présidence de Paris VI (art. 18 à 20, 24 p. 50). J'ai dû repousser d'1 à 2 ans le début de ma recherche sur les matériaux granulaires. Ces 2 thèses portaient sur l'optique picoseconde. L'une portait sur la diffusion de molécules dans les poreux par voie optique et réseau transitoire. C'était un prolongement de mon travail de thèse et d'une partie de mon travail en post-doc. L'autre portait sur des problèmes de réseau transitoires et de mélanges à 4-ondes entre 4 continuums, problème de mécanique quantique qu'il fallait résoudre (et qu'on a résolu) pour interpréter des résultats femto-seconde. En effet les théories existantes ne prenaient en compte que deux continuums couplés à 2 niveaux; elles n'étaient donc pas correctes.

J'ai encadré la thèse de Wahib Meftah à l'ECP de 1991 à 1996, cf. articles # 35,38, 39; J. Biarez était son directeur. Deux de ces articles ne sont signés que de nos deux noms; j'ai corrigé sa thèse et proposé des interprétations. On a montré le rôle joué par les contre-rotations dans la mécanique des cylindres.

De la même façon P. Porion a été 3 ans avec moi à plein temps à l'ECP (1990-1994), où je l'ai totalement encadré, même si le Directeur en titre était G. Joly de Lille pour des raisons administratives. On a montré que les avalanches obéissaient aux lois de la mécanique des sols grâce à des expériences en centrifugeuses

Farhang Radjai a été le premier thésard dont j'ai été le directeur en titre du point de vue administratif. Il a été co-encadré par S. Roux. Il est resté plus d'un an et demi avec moi à l'ECP (1992-1995), puis a fait divers stages en partie pour des raisons de financement (ESPCI avec S. Roux, Rennes avec D. Bideau, Montpellier avec M. Jean et J.J. Moreau, Jülich avec D. Wolf). Il débuta sur un modèle de contre-rotation que j'avais commencé à mettre au point avec D. Sornette, puis nous avons monté une expérience 1d. Farhang l'a aussi simulé; puis il est passé à des simulations 2d. (cf. art. 43 p. 51 et 59 p. 91).

Philippe Alexandre (1993-1997): J'ai été le directeur officiel de cet étudiant, mais il était localisé au CEMAGREF Grenoble, où il a été encadré plus spécifiquement par Ph. Coussot. J'avais accepté cette direction pour des raisons de transferts de connaissance : avoir des thésards communs permet entre autre d'aborder des thèmes pluridisciplinaires; il force le Directeur à devenir plus compétent. Ceci m'a ouvert le domaine de l'hydraulique fluviale et torrentielle dont les modèles peuvent servir (et servent) pour les modèles d'avalanches granulaires ou de sable (ressaut hydraulique). Nous n'avons écrit qu'un article de congrès ensemble.

Christophe Ancey (1994-1997) était aussi au CEMAGREF Grenoble; j'ai été aussi son directeur officiel et Ph. Coussot son encadrant; son sujet était les avalanches de sable et les écoulements rhéologiques sable, et sable-eau; nous avons donc collaboré réellement (cf. art. 44, 46, 58, 72 p. 51, 52).



p.5 de ma Réponse à l'évaluation de la section 5 :

fin de l'annexe 3 de l' ANNEXE 8 :

Samir Boufellouh: j'ai été son directeur de thèse, en titre et réellement (1996-2000); on a montré aux physiciens que les logiciels de mécanique et les lois rhéologiques étaient capables de calculer le champ de contrainte correcte dans un tas de sable. A. Modaresi du laboratoire m'a aidé dans l'encadrement, en particulier pour la mise en œuvre de son logiciel (cf. art.57 p. 52.)

Radim Vocka (1996-1999) est un étudiant de Centrale, inscrit en thèse à ECP, qui a fait sa thèse au CEA avec Marc Dubois ; je devais suivre ses travaux pour l'ECP. Il est vrai que je n'ai pas beaucoup travaillé avec lui, mais son sujet est un de mes domaines de compétence (la diffusion dans les systèmes percolants et fractales); j'ai donc pu relire et corriger sa thèse profondément.

Régis Wunenburger (1997-2000) a été dirigé par Y. Garrabos; je n'étais qu'un co-directeur, d'autant qu'il était localisé à l'ICMCB (Bordeaux). Cependant il est venu faire des expériences à Centrale et il a participé aussi à mes expériences spatiales; (cf. art. 54, 55 p. 51). Cette collaboration est de plus politiquement importante vis-à-vis de l'ESA. Nous espérons la continuer et faire fléchir au recrutement un poste CNRS à Bordeaux dans ce domaine.

Nathalie Sommier (1997-2000) a maintenant fini sa thèse sur l'étude par IRM de la ségrégation granulaire. C'est une thèse en co-direction avec Guy Couarraze (Fac pharmacie d'Orsay). La Fac de pharmacie a financé la bourse et permis les débouchés pratiques. J'ai assuré une bonne partie de l'encadrement théorique et pratique, et Patrice Porion du CRMD la partie concernant les expériences d'IRM. Cette thèse me semble être la première thèse française à montrer la force du mélange advectif pour lutter contre la ségrégation.

Florence Adjemian (2000-..) est maintenant en 2<sup>ème</sup> année de thèse, à l'ECP. Elle travaille essentiellement avec moi, mais il est très possible qu'on monte une coopération.

#### ***Encadrement de stages:***

Outre ce travail d'encadrement de thèse, j'encadre chaque année depuis 1991 un certain nombre d'étudiants de 2<sup>ème</sup> année de Centrale dans leurs projets recherche (de 150 h).

De même j'encadre seul un binôme de BTS-électronique chaque année. Bien entendu, je ne suis pas spécialiste d'électronique, mais les professeurs du lycée reviennent chaque année, ce qui prouve que je dois faire l'affaire.

p.6 de ma Réponse à l'évaluation de la section 5 :

Annexe 4 de l' ANNEXE 8 :

*Annexe 4: Les Congrès Internationaux Powders & Grains*

En 1987 un certain nombre de chercheurs français, en mécanique des sols pour la plupart, et en physique pour quelques autres, ont décidés de monter un congrès international sur la Micro-Mécanique des Milieux Granulaires. Ils ont fondé à cet effet une Association à but non lucratif: l'Association pour l'Etude de la Micro-Mécanique des Milieux Granulaires, ou AEMMG, dont le Président honoraire est J. Biarez et dont le premier Président a été R. Gourvès de 1988 à 1997; j'en suis le Président depuis 1997. Le premier congrès a eu lieu à Clermont-Ferrand en 1989, organisé par R. Gourvès et J. Biarez. Devant son succès (plus de 100 participants), il a été décidé d'en réorganiser un autre dans le même esprit en 1993 à Birmingham (Angleterre), organisé par C. Thornton) et d'éditer un bulletin de liaison (*Poudres & Grains*) pour assurer la continuité de l'action. Ont suivi ensuite les congrès de Durham organisé par R.P. Behringer & J. Jenkins en 1997 aux USA et de Sendai (Japon) organisé Y. Kishino en 2001. Le prochain est prévu à Düsseldorf Allemagne en 2004, organisé par H.J. Herrmann & G. Gudehus.

Le but du congrès est de stimuler l'interaction entre les disciplines et d'inciter les participants au dialogue. Ces congrès se tiennent une durant 5 jours dans un lieu agréable sans trop de possibilité de tourisme; tous les repas sont pris sur place; il n'y a pas de session parallèle et la salle des posters est à la sortie de la salle de conférence ce qui permet les discussions durant les pauses cafés.... Les proceedings sont distribués au début du congrès. Le nombre de participants est de 100 à 200 personnes.

**Liste des conférences plénières:**

- Powders & Grains 89* (Clermont-Ferrand, France, oranisateur R. Gourvès): E. Guyon, J. Biarez
- Powders & Grains 93* (Birmingham, Angleterre, oranisateur C. Thornton): Prof. S. Edwards FRS, **M. Satake (no)**, B. Cambou, Prof. K. Kendall FRS, **Fred F. Lange, Les Woodcock**
- Powders & Grains 97* (Durham, USA, oranisateur R.P. Behringer & J.T. Jenkins): P.G. de Gennes, B.J. Ennis, G. Gudehus, H.J. Herrmann, L.P. Kadanoff, S.B. Savage
- Powders & Grains 2001* (Sendai, Japon, oranisateur Y. Kishino): R.P. Behringer, C. Thornton, S.Yuu, X. Jia, S. Lüding, D.J. Benson, I. Vardoulakis

*Annexe 5: Pourquoi une politique nouvelle de publication*

Pourquoi *Poudres & Grains* s'attaque à la politique du "Publish or Perish": tout simplement car ce mode de communication est attaqué dans les commissions d'évaluation du CNRS: *Poudres & Grains* est donc synonyme de "publish and perish".

Pourquoi cet acharnement contre *Poudres & Grains*: C'est la preuve que ce mode de communication est efficace et qu'il gêne "l'establishment" et les "lobies". Sinon pourquoi s'énervent contre un système inefficace, qui doit disparaître à terme?

**Pourquoi avoir créé cette forme de publication:**

Pour résumer, il m'est apparu qu'il existait

(i) de graves dérives et carences dans la gestion des revues scientifiques: cherté de l'édition, inefficacité de la garantie de véracité, partialité des referees, lobbying. De plus, la qualité du contenu se dégrade, les effets d'annonce et de publicité augmentent, les referees utilisent des arguments rhétoriques infondés (Ayant été appelé à donner un 3<sup>ème</sup> avis pour un article soumis à PRL par quelqu'un de langue anglaise et travaillant à Cambridge, j'ai été outré de voir utiliser l'argument que l'article était écrit en mauvais anglais!! Un tel argument devrait être rejeté par l'Editeur lui-même).

(ii) une mauvaise adéquation entre l'objectif de l'éditeur et celui d'un transfert rapide de connaissance

(iii) une trop grande volonté de publicité et de demande de reconnaissance, qui dénaturent le travail scientifique

(iv) Une revue a un code de lecture, un type de lecteurs, d'où une difficulté d'une lecture pluri-disciplinaire qui nécessite forcément que le lecteur **accepte le langage de l'auteur**, et non l'inverse, sinon on tombe dans le domaine de la publicité et non dans celui du transfert de connaissance scientifique. Ainsi, une simple référence doit suffire à faire accepter les notions de base de l'autre discipline, sans qu'il y ait besoin de faire un cours introductif.

(v) une dérive de gestion de la communauté scientifique: les comités d'évaluation utilisent volontiers le nombre de publications dans les Revues à Comité de lecture, ou le nombre de citation comme critère objectif plutôt qu'à se forger son propre jugement, à vérifier que les articles publiés sont justes....

Bien d'autres arguments m'ont semblé pertinents. En particulier la rapidité de publication. Certes la publication en ligne risquerait de conduire à une multiplication des publications ; n'est-ce pas déjà le cas, même avec le système des revues à comité de lecture. On peut parer à ce risque par l'interactivité (à condition que les commentaires soient signés) et en limitant l'accès aux docteurs.

## ANNEXE 9 :

(extrait des Titres et travaux de P. Evesque - année 2000-2001 ; ANNEXE II)  
**Rapport de peut-être M. Cates sur un article cherchant à critiquer son point de vue  
 et version corrigée de cet article incluant les réponses souhaitées.**

**First referee:** Referee's report on: Experimental Test of Stress Propagation... by P. Evesque.

**(This report is not anonymous. The author is M. E. Cates.)**

The models of [1-3] work in the following way: a granular assembly is built which is assumed to have some "engraved" texture, and an incremental load applied. This propagates by rules determined from the texture, leading, within the simplest models, to a two-peaked localized response. As a result, a load applied to the top of the assembly leads to twin localized forces at the base (assumed to be rough and rigid). An obvious problem with the approach is to decide what happens if one chooses to apply a different force distribution from the one calculated. This is discussed in our recent papers (\*), which conclude that this will necessarily lead to some reconstruction of the texture. This sensitivity, called "fragile" behaviour, is closely related to what Evesque means by "breaking of any constitutive state equation...by a... change of boundary conditions".

Turning to the present paper, it is in two parts; the first describes an experiment that was aimed at testing the ideas of Refs.[1-3] and the second is a general discussion based on previously published experimental results.

The experiment did not succeed. A very high compliance transducer (soft spring) is used. But most experimenters in granular matter insist absolutely on using the lowest compliance transducers possible. A soft transducer requires that any incremental change in stress is accompanied by a large displacement, and it is very well known that this will lead strong local reconstructions and therefore completely alter the state of stress that is supposedly being "measured". In this case, the soft transducer completely prevents one from measuring any large, localized stress responses that might arise in accord with Refs.[1-3].

On the other hand, the same models predicts that, whenever the transducer does not lie on one of the two "rays" of force, no reconstruction is needed and negligible force will be measured. This is exactly what Evesque observes, although it is not at all what one would normally expect for an elastic pile on a properly rigid support. So the data could equally be taken as evidence in favor of [1-3], as against it! But in reality, because the spring is soft, it will always register negligible force, and this experiment is quite useless at distinguishing one type of stress propagation from another. Evesque's remark (p.5) that "no precise conclusion can be drawn" is somewhat understated. No conclusion whatever can be drawn by performing such an experiment.

Turning to the second part, the author appeals to "well-known classical results" on the mechanical behaviour of granular material. The main point that the author makes is that in such tests the material can be clearly observed to reorganized under the imposed stresses: the possibility of "engraving" of stress propagation rules via the material texture is then denied. He is quite correct to point this out. However he forgets that in these "classical experiments" the stresses are quite enormous compared to those arising in a freestanding bed of sand under gravity, which was the context for which the models of Refs.[1-3] were developed.

Evesque is entitled to be critical of [1-3] for not discussing clearly the range of stresses under which such models might apply. (More recent work (\*) shows how to establish a crossover with conventional elastoplastic behaviour at much higher stresses.) But in fact he does not make this justified criticism. Instead he presents the case as though these triaxial experiments show the models of [1-3] must be invalid even in their original context. This is not justified criticism: experiments involving the application of enormous stresses, which cause obvious reconstructions of the texture, cannot provide any useful information concerning the much more delicate issues of stress propagation in sand under gravity.

**On the positive side, the paper does make the two following valid and important points:**

- (1) Although the experiment entirely fails to test the nature of stress propagation in granular media, there is, nonetheless, a valid sense in which it shows "breaking of any constitutive state equation...by an adequate change of boundary conditions". It does this, in effect, by using a test in which the incremental stress measured at the transducer is automatically required to be negligible (due to the soft spring). This is clearly a case where the experimenter chooses (consciously or otherwise) to impose a given value of the stress at the boundary, rather than being able to measure such a stress. This case is fully covered by the "fragility" arguments in our recent articles (\*).
- (2) The models of [1-3], whether or not they are valid for poured sand under gravity as proposed (which remains to be fully tested) could easily break down under the completely different conditions, involving much larger stresses, that hold in triaxial soil mechanics tests. But conversely, such tests could well reveal nothing about sand under gravity.

**As an author of [1-3], I do not wish to deny publication of rival viewpoints. Indeed, I certainly could not object to an article by Evesque in which these two valid points are clearly spelled out. Actually, Evesque's ideas on the first point have already strongly influenced our more recent work (\*).**

**However, in the present article these points are not clearly made and remain hidden among a number of scientifically invalid, obscure or irrelevant discussions. In view of these defects, I obviously cannot recommend publication of this article in its present form.**

References:



(\*) J. P. Bouchaud et al, Models of stress propagation in granular media, in: Physics of Dry Granular Media, eds H. Herrmann, J-P. Hovi and S. Luding, pp 97-121, Nato ASI series E vol 350, Kluwer 1998; M. E. Cates et al., cond-mat 9803197 and cond-mat 9803266, to appear in Phys. Rev. Lett. and Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., respectively, 1998.

**Note de PE :** La qualité de l'article cité, dont je joins la version corrigée, ne doit pas être évaluée pour sa valeur intrinsèque (qui est faible car il ne contient aucun élément nouveau pour un mécanicien) mais parce qu'il tente de répondre à un certain nombre de questions que se pose la communauté des physiciens à l'heure actuelle en se basant sur des résultats expérimentaux.

## Experimental test of stress propagation in granular media:

Breaking of any constitutive state equation relating local stresses together  
by an adequate change of boundary conditions

**P. Evesque**

Lab MSSM, URA 850 CNRS, Ecole Centrale Paris

92295 CHATENAY-MALABRY

☎: 01 41 13 12 18; ✉: [evesque@mssmat.ecp.fr](mailto:evesque@mssmat.ecp.fr); fax: 01 41 13 12 18

### Abstract:

Stress response of a granular assembly subject to different changes of boundary conditions is studied experimentally in order to define the stress propagation characteristics and to study the existence of a constitutive law between stresses. When stress propagation experiment is performed in a 2d pile by applying a local stress somewhere and by measuring the generated perturbation, it is demonstrated that boundary conditions may perturb strongly the expected result without imposing the need of a break down of the constitutive relation so that no conclusion can be drawn in many cases due to the lack of information. In a second part, classical results of granular-material mechanics are examined, for which boundary conditions are under complete control; these results demonstrate that no simple and single relationship between local stresses exists in general, which would be imposed by the local structure of the granular assembly only. On the contrary, it is demonstrated that these results are controlled by the boundary conditions themselves and that a tiny change of them may lead to strong variations in the incremental-stress relation; furthermore, in other cases, these changes may generate large variations of the stress field and can allow to understand partly the fluctuations already observed in these media.

**Short title:** *Experimental test of stress propagation*

**PACS:** 46.10+z ; 81.05.Rm ; 83.70.Fn

### Introduction

The mechanics of granular media have been the subject of many studies in recent years [1, 7]. In particular, large interest has been carried on the prediction of the stress distribution in these materials and on local stress fluctuations [1-3]. All started by a simple remark of a group (Bouchaud, Claudin, Cates, Wittmer, referred as BCCW in the following text), which says that if stress tensor  $\underline{\sigma}$  can be defined easily in a granular material because the intergranular forces are well defined quantities [8], this is not the case for the strain tensor, since the material is made of grains in contact, that these grains move and slide randomly on top of one another when deformation proceeds and that the contact distribution evolves permanently; in other words, deformation generates so many discontinuities that it makes null the assumption of continuity which is needed to define strain.

Thus, it has been considered by three of these authors (BCC) that the old mechanical approach [9,10] based on an elasto-plastic mechanical modelling (and hence on strain) was not valid for these materials [11] and they tried a new mechanics approach based on stress only. As mechanical equilibrium is preserved, it implies that the stress tensor  $\underline{\sigma}$  is symmetric ( $\sigma_{ij}=\sigma_{ji}$ ) and obeys the set of 2 (or 3) differential equations  $\text{div}\underline{\sigma}=\rho\mathbf{g}$  in 2d (or 3d), where  $\rho$  is the density of the material and  $\mathbf{g}$  the gravity. However, this is not enough to close the mathematical problem since  $\underline{\sigma}$  has 3 (or 6) independent components in 2d (3d); thus, BCC have assumed also that 1 (3) closure relation(s) between stress components shall exist to close the problem; they have assumed that these closure relation(s) are engraved during building of the pile and are linked to the real contact network; this is why they called it (them) constitutive relation(s). As an example of the existence of such a closure relation, they have given the example of a silo for which it is often assumed that  $\sigma_{xx}$  is proportionnal to  $\sigma_{zz}$  (i.e.  $\sigma_{xx}=k_2\sigma_{zz}$ ) [12].

Applying their model to a 2d deep horizontal layer of rods and writing the closure equation in the form  $\sigma_{xx}=\text{tg}^2(\theta)\sigma_{zz}$  (i.e.  $k_2=\text{tg}^2(\theta)=c_0^2$ ), they got [1] that stress obeys the differential equation  $!^2\sigma_u/x^2 - \text{tg}^2(\theta)^2\sigma_u/z^2=0$  (with  $u$  standing for  $xx$ ,  $xz$  or  $zz$ ), so that a stress perturbation shall propagate along two lines inclined at the angle  $\theta$  compared to the vertical. So, if one applies some force  $\delta F=s\delta\sigma_{zz}$  localized on a small portion  $s$  located at  $x_0$  of the top free surface of a horizontal layer of depth  $h$ , this stress shall propagate linearly downward in the two directions defined previously and shall generate two local responses  $\delta F_{\pm}=\delta F/2$  at the two locations  $x_{\pm}=x_0\pm h\text{tg}(\theta)$  of the bottom surface. Different attempts to demonstrate this effect have been performed without success, but their results have not been published [13].

On the other hand, in a first unpublished version of the present paper, the BCC approach has been discussed in view of different experimental results and of few theoretical considerations. Among them, emphasis was given on the important part plaid i) by strain and ii) by boundary conditions [14]. In particular, classical experimental results on stress-strain behaviour of granular media obtained with triaxial apparatus was recalled briefly in order to show the role plaid by strain in general and in the case of a silo in particular [14]; these triaxial results have been used also to prove that an adequate change of boundary conditions breaks the constitutive relation. *Recent rumour however seems to claim that the BCC approach is not concerned by the mechanics observed with triaxial tests since this one applies too large stresses [15]; one shall not accept this remark and this objection will be discussed carefully in the last part of this paper.*

Besides, this previous version was reporting also some results of a 2d experiment which has been built under the advices of Bouchaud and Claudin to test the propagation of stress in a 2d horizontal deep layer of rods; this experiment has been measuring the change of stress  $\delta\sigma(x_1, z=0)$  at a single point ( $x_1, z=0$ ) of the bottom layer when a small vertical increment of force  $\delta\sigma_0(x, z=h)$  has been going over the top free surface. According to the BCC theory of stress propagation which has been recalled above, one would expect to observe a non zero increase of stress  $\delta\sigma(x_1, z=0)$  when the small increment of stress  $\delta\sigma_0$  is applied in ( $x_{\pm}=x_1\pm h\text{tg}(\theta)$ ,  $z=h$ ). As it will be indicated below, this experiment has failed to find the expected result, since no increase of stress has been found. However, there is a good reason for that, since the experiment has been biased and since it has been using a very soft spring (i.e. much softer than the base supporting the pile) to measure the local stress so that the experiment has been working at constant imposed stress at ( $x_1$ ,  $z=0$ )! Nevertheless, this experiment led to conclude (wrongly, as it will be shown later) that the closure equation was broken by any change of boundary conditions. And this result has got a strong impact in the literature [16, 17]. For instance, the BCC approach has been modified into the BCCW theory [3], in order to incorporate the notion of fragile matter and to predict the existence of large fluctuations [4]. The fragile matter concept states that the closure equation is “engraved” in the material, but that it breaks down as soon as any even infinitesimally tiny change of the contact distribution occurs; granular matter has then been proposed to be the archetype of this fragile matter and the closure equation has been called also a constitutive equation.

However, *the conclusion of the 2d experiment is questionable* indeed as it has been asserted earlier; the reason can be stated as follows: according to the BCC approach, stress  $\underline{\sigma}$  is the solution of a set of partial differential equations which includes the closure equation; so, as any solution of differential equation, this solution does depend on the boundary conditions and is determined by them. Thus if one wants to prove that the closure relation is not satisfied in the present case, one can proceed in two different ways: i) either to measure  $\underline{\sigma}$  somewhere and to show that it does not obey the closure equation or ii) to demonstrate that there is no solution of the set of differential equations which obeys the peculiar boundary conditions. In the present case, none of these two conditions are satisfied since it exists a

solution of stress  $\underline{\sigma}$  which is compatible with the experimental boundary conditions and with the experimental data; this will be demonstrated in section 2.

This looks trivial, but I got just a small comment only about this point. This argument turns out to be important, since it may work also elsewhere; for instance in the case of photoelastic measurement for which one finds i) that stress condenses along local pathes and ii) that stress pattern can change abruptly for a tiny increase of stress, the fact that a stress path jumps suddenly from one location to another one does not imply the breaking of the average macroscopic constitutive law as it seems to be assumed implicitly in few recent papers [3, 4, 18].

So, owing to the large impact these 2d experiments have got in the recent physics literature [16,17], it is worth recalling our own data (which are still unpublished) and it is worth discussing any dubious interpretation they lead to. It is also worth recalling few old results obtained with triaxial or biaxial set up to show how stress-strain behaviour of granular matter can be applied to demonstrate the breaking of any closure equation by an adequate change of boundary conditions; however, it will be demonstrated that the break down of the constitutive equation when it occurs is smooth, which means that the break down concerns the small increment of stress and not the complete stress so that constitutive relation cannot be tested by measuring the law of propagation of an increment of stress.

The paper is built as follows: the first part recall the 2d experiment, its goals and some of the main experimental results; the second part shows that these results cannot be used to infirm the existence of a stable constitutive relation between the stresses. In the third part, triaxial test results are briefly summed up to demonstrate that no constitutive relation can survive to an adequate change of boundary conditions; it will be demonstrated that the break down of the constitutive law concern the incremental part  $\delta\underline{\sigma}$  of the stress only, *i.e.* this one whose propagation mode should obey the closure relation, the main part  $\underline{\sigma}$  of the stress tensor still continuing to obey to the closure relation at zeroth order in  $\delta\underline{\sigma}$ . It will be demonstrated that these results are in agreement with recent meanfield approach proposed in [18]. The end of this third part will be devoted to demonstrate that the triaxial test results can be applied to granular media submitted to small stresses since some doubt seems to appear about this point [15].

### 1- 2D experiments of local loading:

#### •1-a 2D experimental set-up:

The set-up is sketched on Fig.1. The rectangular pile is a 2d horizontal layer made of parallel duralumin cylinders of 5mm diameter, 6cm long and  $m_0=3.1g$  mass, with their axes parallel to one another and horizontal; its internal structure is dense (*i.e.* triangular lattice). This pile is confined laterally between two vertical walls whose normal vectors are parallel to each other and perpendicular to the rod axes. The pile repose also on two horizontal parallel girders fixed rigidly to the vertical walls, so that the walls and the girders form an unique rigid structure. The ends of the rods of the lower row of the pile repose on the girders, an end on a girder, the other one on the other girder. The distance between the two girders is 3.5cm and between the two vertical walls is 16 cm; both walls lay on a spring balance, labeled  $S_1$  and  $S_3$ .

Local stress can be applied on the top free surface of the pile by loading some weight at a precise location of this surface. The way stress has been measured at any given location of the bottom of the pile is as follows: if rods of the bulk are cut by half in the direction of their length they can be inserted in the bottom row of the pile instead of initial rods without disturbing the packing and in such a way as they do not touch the girders (since they are 3cm long and since the distance between the girders is 3.5cm); obviously, they need to be held up in order not to fall down, so that these half rods can be used as vertical-stress probes if one connect them to a third spring balance  $S_2$  (see Fig. 1) using a small device which passes in between the two girders without touching them. The balance  $S_2$  itself can move up and down using a special carriage in order to adjust its height to maintain the probe in contact with the pile. Gluing few half rods together allows to make probes with different test area so that one can measure the width of any localized response. During the probe insertion, much care has been taken to avoid any perturbation of the internal contact structure of the pile. (And we have checked carefully this point).

Three different spring balances have been needed, two of them are hard, the other one much softer, its stiffness  $K=7.33\mu m/g=0.733mm/N$ . Thus, experiments have been repeated after permutation of the balances in order to check the effect of the spring rigidity. Furthermore, piles with different heights varying from  $H_m=3cm$  (*i.e.* 7 layers) to  $H_m=11.3cm$  (26 layers) have been studied and they all lead to similar results, which are not those predicted by ref. [1].

•1-b 2d experimental results:

The experiment consists in measuring the loads  $S_{10}$ ,  $S_{20}$  and  $S_{30}$  carried by each balance and their variations  $\delta S_{10}(F(x))$ ,  $\delta S_{20}(F(x))$  and  $\delta S_{30}(F(x))$  when an extra-force  $F$  is applied at some position  $x$  on top of the pile. If the pile obeys the closure equation assumed in BCC, one shall observe an increase of  $\delta S_{20}(F(x))$  if  $F$  is localized at a position  $x$  which is related to the position  $x_2$  of the second balance  $S_{20}$ , according to  $x=x_2 \pm h \tan(\theta)$  as mentioned in the introduction.

However, it turns out that experimental results do not follow this prediction; but they can be summarized as follows:

- (a) if  $F$  is kept equal to 0,  $S_{20}$  can be adjusted within a given range ( $0 < S_{20} < S_{2max}$ ) by varying the vertical position of the middle balance  $S_2$ ; it has been found also that the sum  $S_{10}+S_{20}+S_{30}$  is constant for a given pile and depends linearly on the number of layers of rods forming the pile; it verifies the relation  $S_{10}+S_{20}+S_{30} = Mg$ , where  $Mg$  is the weight of the pile and of the structure. The contact network does not deform when changing  $S_{20}$ .
- (b) applying now some extra-force  $F$  at some position  $x$  on the top, one measures the variations  $\delta S_{10}(F(x))$ ,  $\delta S_{20}(F(x))$  and  $\delta S_{30}(F(x))$ ; these variations are reported in Fig. 2 as a function of  $x$  for different values of  $F$  and different positions of the “soft” scales. So, it is found:
  - (bi) These results do not depend on the size of the probe.
  - (bii) variations  $\delta S_{10}(F(x))$ ,  $\delta S_{20}(F(x))$  and  $\delta S_{30}(F(x))$  depend linearly on  $x$  and on  $F$
  - (biii) this linear dependence of  $\delta S_{10}(F(x))$  depends itself on the position of the “soft” scales
  - (biv) each set of data satisfies the relation  $\delta S_{10}(F(x)) + \delta S_{20}(F(x)) + \delta S_{30}(F(x)) = F$ .
  - (bv) variations of  $\delta S_{10}(F(x))$ ,  $\delta S_{20}(F(x))$  and  $\delta S_{30}(F(x))$  do not depend on the pile height  $h$ .
  - (bvi) data satisfy never the relationship  $\delta S_{20}(F(x)) = 0$  or  $F/2$  depending on the position  $x$  of the applied extra-force  $F$ , as it is predicted by the theory of ref [1].
- (c) Furthermore, same experiments have been repeated on piles with strongly disordered structure and lead to the same results; this means that the local internal structure of the pile has little effect. Furthermore, no evolution of the contacts of the packing structure has ever been observed during loading or unloading.
- (d) No variation of the contact network between the rods seems to be observed when load is applied, as far as the load is small enough and the pile is dense enough; this is true for both the triangular lattice case and for the disordered ones.

Obviously, these results do not seem to agree with model of ref [1]. But prior to discuss this with some extend, it is shown first that these results can be interpreted with classical concepts of mechanics.

•1-c Interpretation of 2D experiments:

A simple way to understand these results is to consider the pile as rigid; this is indeed a good approximation as far as the force  $S_2$  is not too large so that the grains and the contacts do not move (*cf.* point d). Consider the pile and the structure which carries it as a whole; this system is submitted to a force  $F$  located in  $x$  and to three forces  $S_1$ ,  $S_2$  and  $S_3$  applied by the scales in  $x_1=0$ ,  $x_2$  and  $x_3=L$ . Furthermore, as one of the balance is soft and the two others are rigid, the force applied by the soft scales remain constant about. So, equilibria of forces and of angular momenta imply:

$$F+Mg=S_1+S_2+S_3 \quad (1a)$$

$$Fx+Mgx_G=S_2x_2+S_3L \quad (1b)$$

where  $x_G$  is the abscisse of the center of gravity. Result (a) is explained by Eq. (1a) for which  $F=0$  indeed. Furthermore, when  $F$  is not null, Eq. (1) leads to a unique solution if one knows  $x$ ,  $F$ ,  $M$ ,  $x_G$ ,  $x_2$  and one of the force  $S_i$ ; as the force applied by the soft scales (either  $S_1$ ,  $S_2$  or  $S_3$ ) remains constant before and after the loading of  $F$ , one gets from Eq. (1):

if  $S_2$  is the soft scales

$$\{ S_2=cste, \quad S_1=[F(L-x)+Mg(L-x_G)-S_2(L-x_2)]/L, \quad S_3=(Fx+Mgx_G-S_2x_2)/L, \\ \Delta S_1=F(L-x)/L, \quad \Delta S_2=0, \quad \Delta S_3=Fx/L \} \quad (2a)$$

and if  $S_3$  is the soft scales

$$\{ S_3 = \text{cste}, \quad S_1 = [F(x_2 - x) + Mg(x_2 - x_G) + S_3(L - x_2)]/x_2, \quad S_2 = (Fx + Mg x_G - S_3 L)/x_2, \\ \Delta S_1 = F(x_2 - x)/x_2, \quad \Delta S_2 = Fx/x_2, \quad \Delta S_3 = 0 \} \quad (2b)$$

Indeed, these behaviours are observed respectively in Figs. 2a and 2b and explain behaviours (bi), (bii), (biii), (biv), (bv), (bvi), (c) and (d). It means that this approach looks correct.

## 2- Consequences about stress propagation in the pile :

•2-a can one conclude that stress does not propagate along lines with this experiment?

Let us first take the point of view of the BCC theory which states that stress propagates along lines. When  $S_2$  is the soft balance, everything seems to occur as if point  $S_2$  was repealing the stress. On the contrary, when  $S_2$  is a stiff balance,  $S_2$  attracts always partly the added stress and the attracted part depends on  $x$ . So, the experimental results reported here seems to deny the validity that stress propagates along straight lines: in the present case, the stress may be deviated (attracted or repealed) by some points when some special boundary conditions are imposed. This was the conclusion reported in the first version of this paper; it has been agreed by BCCW in refs [3, 4] so that these authors have modified the BCC theory in order to incorporate the possibility that the closure relation be quite sensitive to any change of boundary conditions. Hence, BCCW have solved this problem by introducing the notion of fragile matter which states that any small change of the contact network breaks down the constitutive relation and they have related the observed results (a-d) to a sensitivity of the contact network to some change of boundary condition [19].

However, as mentioned in the introduction, the whole argumentation turns out to be wrong since it is not complete for the following reason: since BCC theory [1] respects the basic requirements of equilibrium (zero force and zero torque), it certainly cannot lead to results in contradiction with Eq. (1) and hence with the experimental data. In other words, BCC theory imposes a set of differential equations which includes the constitutive equation, the solution of which depends on the boundary conditions. *So, BCC approach does not impose the boundary conditions and the stress field it predicts shall depend on boundaries.* Nevertheless, it can occur that some set of differential equations have no solutions obeying some set of boundary conditions. So, if one wants to demonstrate that BCC theory fails to explain these experimental results, one is faced to demonstrate that the set of differential equations has no solution which obeys the experimental boundary conditions (which include the measured and imposed local forces). This is just what is done in the next paragraphs.

The set of differential equation to be solved is [20]

$$\{ \text{div} \underline{\sigma} = \rho \underline{g}, \quad \sigma_{xx} = c_0^2 \sigma_{zz} \} \quad (3a)$$

with  $c_0 = (k_2)^{1/2} = \text{tg} \theta$  and with the following boundary conditions:

At the top free surface  $\sigma_{zz}(x, z=0) = 0$  everywhere except in  $(x_0, z=0)$  for which  $\sigma_{zz}(x_0, z=0) = \sigma_0$ ; so,  $\sigma_{zz}(x, z=0) = \sigma_0 \delta(x - x_0)$ .

At the bottom, boundary condition  $\sigma_{zz}(x, z=h)$  is unknown except in  $(x_1, z=0)$  for which  $\sigma_{zz}(x_1, z=0) = \sigma_1$ .

It is known from ref. [1] that solutions of this problem are of the kind:

$$\sigma_{zz}(x, z) = \sigma_+(x - c_0 z) + \sigma_-(x + c_0 z) + \rho g z \quad (3b)$$

with  $\sigma_+$  and  $\sigma_-$  are two functions to be determined using boundary conditions. For sake of simplicity, it will be assumed that the pile has an infinite length. Two cases have to be examined, the first one concerns the pile with no load on top and supported by the three balances, the second one concerns the pile with some load on top and carried by the three balances.

\* Case a: pile with no load on top:

So, for sake of simplicity, we begin describing point a of experimental results. In this case, the unloaded top boundary implies  $\sigma_{zz}(x, z=0) = 0$  whatever  $x$ . This condition allows to write  $\sigma_+(u) + \sigma_-(u) = 0$ , and to replace one of these functions by the other one in Eq. (3b); so, one gets:

$$\sigma_{zz}(x, z) = \sigma_+(x - c_0 z) - \sigma_+(x + c_0 z) + \rho g z \quad (4a)$$

and hence:



$$\sigma_{zz}(x,h)=\sigma_+(x-c_0h)-\sigma_+(x+c_0h)+\rho gh \quad (4b)$$

which has to be compatible with results a, which tells that the stress at a precise location can vary at will. Indeed, this is possible since  $\sigma_+(u)$  can be written as the infinite sum of the stress field at different points of the bottom.

$$\sigma_+(x-c_0h) = \sum_{p=0} \{ \sigma_{zz}(x+2pc_0h,h)-\rho gh-x_0 \} = \sum_{p=1} \{ \rho gh - \sigma_{zz}(x-2pc_0h,h) \} \quad (4c)$$

This means that  $\sigma_+(u)$  has a solution which depends on the stress at a discrete infinite number of points of the bottom. So, the set of differential equation has a solution under the peculiar boundary conditions of the experiment and theory [1] is able to describe the results of the present experiment which measures one component of stress at the bottom only. For instance, let us assume that  $\sigma_{zz}(x,h)$  is equal to  $\rho gh$  everywhere except in a given location  $x_0$  where  $\sigma_0=0$  is imposed; in this case  $\sigma_+(u)$  is the sum of two half cums of Dirac function of spatial period  $\lambda$  (with  $\lambda=2c_0h$ ) along  $x$ , one has a negative amplitude, starts at  $x_0+c_0h$  and runs towards positive  $x$  and the other one has a positive amplitude, starts at  $x_0-c_0h$  and extends towards negative  $x$ . So, this theory [1] is compatible with result a.

\* Case b: pile with some load on top located at  $x_0$ :

If the boundary conditions were equivalent to the infinite medium, results given in [1] would be expected (*i.e.* two increases of stress at the two locations  $x_0-c_0h$  and  $x_0+c_0h$  of the bottom). However, this is not true here where the experiment works with constant stress at some points; in this case, the expected increase of stress at the bottom location where constant stress is imposed shall be compensated by a local decrease of the initial stress distribution. As solutions of a set of differential equations form a vectorial space, one can use the additivity property and finds the new stress field by applying Eq. (4) to get the new stress field satisfying the boundary condition at these points and to determine the new function  $\sigma_+(u)$ .

Anyway, one can proceed directly from the general boundary conditions and Eq. (3) to get the adequate solution: Eq. (3b) with the adequate following boundary conditions, *i.e.*  $\sigma_{zz}(x,z=0)=\sigma_0\delta(u-x_0)$ , for the upper surface leads to

$$\sigma_+(u)+\sigma_-(u)=\sigma_0\delta(u-x_0) \quad \text{or} \quad \sigma_-(u)=\sigma_0\delta(u-x_0) - \sigma_+(u) \quad (5a)$$

so that the stress  $\sigma_{zz}(x,h)=\rho gh+\sigma_+(x-c_0h)+\sigma_-(x+c_0h)$  depends on a unique function  $\sigma_+(u)$ :

$$\sigma_{zz}(x,h) = \rho gh + \sigma_0\delta(x+c_0h-x_0) + \sigma_+(x-c_0h) - \sigma_+(x+c_0h) \quad (5b)$$

as previously,  $\sigma_+(u)$  shall be determined by the bottom boundary condition; it has always a solution whatever the distribution of  $\sigma_{zz}(x,h)$  is; this one can be written as an infinite series:

$$\begin{aligned} \sigma_+(x-c_0h) &= \sum_{p=0} \{ \sigma_{zz}(x+2pc_0h,h)-\rho gh- \sigma_0\delta(x+[2p+1]c_0h-x_0) \} \\ \text{or} \quad \sigma_+(x-c_0h) &= \sum_{p=1} \{ \rho gh+ \sigma_0\delta(x-[2p-1]c_0h-x_0)-\sigma_{zz}(x-2pc_0h,h) \} \end{aligned} \quad (5c)$$

So, this demonstrates that  $\sigma_+(u)$  has a solution which depends on the stress at a infinite number of points of the bottom. So, the set of differential equation has a solution under the peculiar boundary conditions of the experiment and theory [1] remains able to describe the results a, b, c, d of the present experiment. Hence, BCC model is not so sensitive to change of boundary conditions; this does not mean in counter part that it is a good model for granular material.

Furthermore, one can even imagine some experiment which could be performed on an elastic material, for which relation  $\sigma_{xx}=k_2\sigma_{zz}$  is not satisfied, but which leads to two localized increase of the stress at two points of the bottom boundary when a load is added on a single point of the top free surface, so that this experiment mimics results expected from [1] without the material obeys any closure equation. The sketch of such an experimental set-up is given in Fig. 3.

Thus, is there any stress relation similar to  $\sigma_{xx}=k_2\sigma_{zz}$  really engraved in the pile structure ? This is still a question under debate at this point; nevertheless, next section shows how one can conclude no in view of well-known classical results on the mechanical behaviour of granular material [22-24].

### 3- 3D experiments on granular media:

In ref. [1], it is assumed the existence of some closure relationship between the stresses; an example of such a relation is  $\sigma_{xx}=k_2\sigma_{zz}$ . It is also assumed that this relation depends on the material history and characterizes its mechanical state, so that it is engraved in the material. Let us make three remarks, the first one corresponding to the BCC approach and its assumption; the second and third ones concern an experimental test of BCC theory.

$R_1$  : as mentioned already, i) the notion of engraving is linked to the exact distribution of contacts in the pile, and ii) the engraving is supposed to be quite sensitive to any change of contact network: if some of the contacts moves or change the closure equation is assumed to vary largely, otherwise it does not change. So, if grains are rigid, the grains shall move and the contacts shall change when, and only when, the sample deforms; hence the closure relation shall remain constant as far as the sample does not deform [3, 4].

$R_2$  : if such a closure relation is true everywhere in the pile (with a constant value of  $k_2$ ), it shall be also true after integration over a given volume [25], so that it shall be valid in mean (*i.e.* this implies  $\langle\sigma_{xx}\rangle = k_2 \langle\sigma_{zz}\rangle$ ) and incrementally (*i.e.*  $\langle\delta\sigma_{xx}\rangle = k_2 \langle\delta\sigma_{zz}\rangle = \delta\langle\sigma_{xx}\rangle = k_2 \delta\langle\sigma_{zz}\rangle$ ).

$R_3$  : there is a well known device called the triaxial cell apparatus which is able to apply such stress fields in mean; it is sketched in Fig. (4a) for which  $q = \langle\sigma_{xx}\rangle - \langle\sigma_{zz}\rangle$  and  $p = \langle\sigma_{zz}\rangle$ , so that if  $\sigma_{xx}=k_2\sigma_{zz}$  is engraved really in the pile, this shall lead to a constant value of  $q/p=1/k_2-1$ .

On the other hand, it is possible to run this set-up either with 2d assembly of rods [22] or with 3D granular media [23, 24]; it can be run also in different ways, the three more commonly used are very briefly summed up, but complete information can be found in [22-24] and in any text book of soil mechanics:

$T_1$ -test: during this test, one can keep  $p=\text{cste}$  and control  $q$  in such a way that the vertical deformation  $\varepsilon_{zz}=\varepsilon_1$  increases continuously; the result of such an experiment is sketched in Fig. (4b).

$T_2$ -test: this test is run at constant radius ( $\varepsilon_v=\varepsilon_{zz}$ ) by adjusting the ratio  $q/p$  when  $q$  is increased; this test is called oedometric test.

$T_3$ -test: during this test, the ratio  $q/p$  is kept constant when increasing (or decreasing)  $q$  and  $p$ ;

$T_M$ -test: many other series of combinations can be used including combinations of these three kinds of sequences.

#### •3-a Consequences of triaxial test results on the mean closure relation

We will describe first few statements one can get from these data

*Statement 1: existence of deformation:* The main result of triaxial test experiments is that changing the stress distribution deforms the sample so that it generates some evolution of the contact distribution which denies in turn the possibility of constant engraving as defined by BCCW.

*Statement 2: critical state does not correspond to the case of a constant closure equation:* It is also worth noting in Fig. (4b) which concerns a  $T_1$ -test on initially isotropic samples built at different densities that the ratio  $q/p$  evolves continuously from 0 till a constant ratio  $M$  is reached. Soil mechanics calls this ultimate mode of deformation when  $M$  is reached the critical state.  $M$  does not depend on  $p$  and on the initial density. However, this constant ratio  $M$  of stress shall not be understood as an engraving in the sense of BCCW since it corresponds here to a ratio  $q/p$  which remains constant *during the deformation*; hence this ratio  $M$  is not linked to a precise contact network, but it is indeed related to a constant statistics of the contact distribution, since it has been demonstrated that this one does not evolve any more when deformation proceeds the sample staying in the critical state.

*Statement 3: mean field calculation:* It is then worth noticing that last part of statement 2 is in agreement with the recent mean field treatment of the stress tensor proposed by Tkachenko and Witten [18] since this one relates the stress tensor to the mean of the fabric tensor; hence, Tkachenko and Witten [18] predicts implicitly that the ratio  $q/p$  shall remain constant when the contact distribution does not evolve, *i.e.* in the critical state. This was already derived in soil mechanics [26] under similar approximations so that both approaches are equivalent.

*Statement 4: smooth evolution of  $q/p$  most of the time:* It is interesting to note that  $q/p$  curves evolve slowly which implies the evolution of the closure equation to be rather smooth with deformation. This is in contradiction with the BCCW approach.

*Statement 5: incremental closure relation :* However, as the stress at the boundary conditions are under the operator control, any increment of stress can be performed. This implies that the incremental closure relation can be chosen at will and can evolve non smoothly.

*Statement 6: Possibility of a non smooth evolution of the closure relation in the case of dense pile:* one observes from Fig. (4b) that the  $q/p$  curves of dense enough piles exhibits a maximum  $q_M/p$  larger than  $M$  for a finite deformation, as deformation proceeds. So, consider the case when  $T_1$ -tests are performed by increasing continuously  $q$  at constant  $p$  and without any control of the deformation. In this case, when  $q$  reaches the maximum  $q_M$ , the system can no more evolve smoothly, it evolves abruptly and the “closure equation”  $q/p$  jumps suddenly from the value  $q_M/p$  to  $M$ ; large deformation is generated in counter part.

*Statement 7: Jansen modelling of silo is compatible with classical soil approach:* Since Janssen theory of silo has partly motivated the approach proposed in [1], it is worth ending by discussing this approach from an experimental point of view based on triaxial test results: as a matter of fact, silo mechanics is run at constant radius if the silo walls are undeformable; so, as far as the wall friction can be neglected, the mechanical behaviour of a granular sample in a silo shall be quite similar to that one observed during  $T_2$ -oedometric test, which operates at constant radius. Indeed, this is well known in soil mechanics and has been used from long. For instance,  $T_2$ -test shows that the  $q/p$  ratio reaches a constant ratio when the load  $q$  is increased (see p. 78-79 of ref. [24]); this ratio  $m$  is different from  $M$  (defined in the  $T_1$ -test) and is equal to the value found in silo, *i.e.* the Janssen constant  $1/k_2=1+m$ . But increasing the loading changes the height of the sample non-reversingly; this loading imposes the evolution of the contact distribution and denies in turn the possibility of an engraving of the stress relation. Furthermore, it has been recently proposed [14] a theory based on the rheological laws of granular material to calculate the ultimate ratio  $q/p=m=1/k_2-1$  and the result fits the dependence of experimental data as a function of the friction angle. So, it turns out that the Janssen theory of silo is compatible with the classical soil mechanics approach.

So all these triaxial test results are in contradiction with the BCCW approach. However, it seems that few persons [15] try to question this approach by limiting the above results to the large stress domain so that the domain of validity of BCCW theory could be the small stress one. This point is discussed now.

### •3-b Domain of validity of triaxial test:

BCCW theory is aimed at describing macroscopic piles; this means that it concerns piles larger than  $1\text{cm}^3$  (when particle size is  $0.3\text{mm}$  about). Besides, triaxial test experiment are performed with pressure  $p$  larger than  $20\text{kPa}$ ; so, in an experiment where gravity is the main stress generator, one gets this  $20\text{kPa}$  pressure for piles larger than  $1.4\text{m}$  (density  $\rho=1400\text{kg/m}^3$ ). And one may conclude that it may exist some range ( $1\text{cm}$ - $1.4\text{m}$ ) for which triaxial test results are not valid and where BCC approach applies. Let us then discuss this point through few remarks.

*Remark 1:* If triaxial tests are not performed at pressure  $p$  smaller than  $20\text{kPa}$ , it is due to the gradient of pressure generated by gravity which makes the sample response inhomogeneous and the data imprecise. This is why triaxial test experiments are planned in the microgravity program of NASA. In particular, these results may have some importance for futur landings on new planets: the LEM had so long legs because it should take off from the Moon and that scientists did not know the softness of the Moon soil.

*Remark 2:* however, no anomalous behavior has ever been detected when lowering  $p$  till  $20\text{kPa}$  and one may then expect that these results can be extrapolated by continuity at smaller  $p$  too.

Nevertheless, better confidence about this extrapolation would be obtained if the main mechanisms would be observed also at very low pressure. These main mechanisms are friction and dilatancy; friction is measured via the asymptotic value of the  $q/p$  ratio which is independent of strain and of  $p$  at large strain as shall be a friction coefficient; the dilatancy effect is the volume expansion which is observed when increasing  $q$ ; this dilatancy effect shall be observed in most piles at low pressure for any pile since the critical density above which it occurs diminishes with  $p$ . Are these facts observed at low pressure, this is what is discussed in the two next remarks.

*Remark 3:* Obviously, phenomena which occur near a free surface are concerned with very small pressure; this is then the case of experiments on slope stability and avalanches. It has been demonstrated recently that experimental results on slope stability and avalanches are in complete agreement with triaxial test results [27] obtained at large pressure: both experiments define the same friction angle and both are sensitive to dilatancy [28]; furthermore, in the case of avalanche, dilatancy effect has been found to increase (decrease) when gravity is decreased (increased) which is equivalent to the increase (decrease) of dilatancy effect observed at low (large) pressure in triaxial tests.



*Remark 4:* Indeed, Coulomb [29] has defined the maximum angle of repose of a pile as the friction angle of the granular material and he applied it to large-stress mechanics (*i.e.* to calculate stability of dams, embankments,...). Reynolds [30] has discovered the dilatancy mechanism for sand from an experiment at 0 stress, but he has generalized this effect to larger pressure too. So both these famous scientists have extrapolated the validity of these mechanisms from small stresses to large stresses, just in the reverse way as one does currently nowadays.

Endly, let us discuss i) the case of the Janssen theory of silo [12] which helped BCC to build up their theory, and ii) the case of the stress dip below a conic pile [7] which has been used by them to show how their closure equation works well. This will allow to show that the range of stress where their theory shall apply is quite large and expands also over the range of application of triaxial test results:

*Remark 5:* The Janssen theory of silo can be applied to calculate stress in small containers such as 1-cm-diameter tubes to real silos whose diameter can reach 10m; it can be also applied to the stress ratio in deep earth (100m or more). So, the stress range it is concerned with spans over 100 Pa (1cm earth depth) to 100 Mpa ( 5 km earth depth) and the stress ratio is found the same all over this range. This tends to prove that the mechanics of granular material remains similar all over this range of stress.

*Remark 6:* In the same way, BCCW have applied their theory to find the stress distribution in conic piles [2]; experimentally [7], the pile height ranges from few centimeters to 60cm. They have always assumed the validity of a scaling argument called RSF (*i.e.* radial stress field) scaling [31] which supposes that the mechanics of granular material remains similar all over this range of stress.

## Conclusion

This paper investigates the response of granular materials to different loads in order to examine the possible existence of a relation between stresses which would be buried in the granular matter during building in order to investigate the validity of the approach proposed by BCCW [1-4] . The use of triaxial apparatus has turned out to be quite efficient, since it allows to apply to any stressed sample ( $\sigma_{xx}, \sigma_{zz}$ ) any increment of stress ( $\delta\sigma_{xx}, \delta\sigma_{zz}$ ) in any direction.

So, it has been found using i) stress averaging and ii) triaxial-test set-up in 3d (or biaxial-test set-up in 2d) that such relations can be perturbed by any adequate change of boundary conditions. Furthermore, if the change of boundary condition is continuous, the break down of the closure equation concerns mainly the incremental (*i.e.*  $\delta\sigma$ ) relation whose propagation does not obey the BCCW theory hence; on the contrary, the constitutive relation between the total stress  $\underline{\sigma}$  is kept constant at first order in  $\delta\sigma$ . So, granular matter does not seem to behave as a fragile matter as assumed in the BCCW approach which predicts a constant constitutive law followed by sudden abrupt changes, which should exhibit large stress fluctuations.

Few other important experimental fact can be found from triaxial test data: i) when incremental stress  $\delta\sigma$  is applied, it induces the deformation of the sample in general; ii) it is worth noting, but this was not developed in the paper, that different responses are obtained when increment is positive ( $\delta\sigma_{xx}, \delta\sigma_{zz}$ ) or negative ( $-\delta\sigma_{xx}, -\delta\sigma_{zz}$ ). All these facts are well described by the so-called plastic theory, but are not compatible with both the BCC- & BCCW- approaches under examination.

So, as one can perform any stress increment in any direction whatever the applied stress in a whole range of stress, this denies that mechanics of granular material is governed by the burial of some stress relation. This is why the classical approach which is used in general to characterize the mechanical behaviour by some incremental relationship ( $\epsilon=f(\text{story}, \sigma, \delta\sigma)$ ) takes its meaning.

At last, on the contrary to what it was thought, it has been demonstrated that nothing could be concluded from the first 2d experiment, since this experiment was not controlling or measuring stress with sufficient accuracy in enough locations; in this case, the set of differential equation obeying the closure equation and the static stress balance could have a solution compatible with the boundary conditions.

## References:

- [1] J. P. Bouchaud, M.E. Cates & P. Claudin, *J. Phys. I France* **5**, 639-56, (1995)
- [2] J.P. Wittmer, M.E. Cates & P. Claudin, *J. Phys. I France* **7**, 39-80, (1997); ); J.P. Wittmer, P. Claudin, M.E. Cates & J.-P. Bouchaud, *Nature* **382**, 336-338, (1996)
- [3] P. Claudin, J.P. Bouchaud, M.E. Cates & J.P. Wittmer, *Phys. Rev. E* **57**, 4441-57, (1998) and refs. there in.

- [4] M.E. Cates, J.P. Wittmer, J.P. Bouchaud, P. Claudin, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1841-44, (1998)
- [5] A.J.Liu & S.R. Nagel, *Nature* **396**, 21, (1998)
- [6] H.M. Jaeger, S.R. Nagel & R.P. Behringer, *Rev. Mod. Phys.* **68**, (1996), 1259-1273 and refs there in.
- [7] J. Smid & J. Novosad, in *Proc. 1981 Powtech. Conf., Ind. Chem. Eng. Symp.* **63**, D3V 1-12 (1981)
- [8] For instance, one can follow an approach similar to that one of Landau & Lifschitz (théorie de l'élasticité, Mir) and write the stress tensor  $\sigma_{ij}$  of an elementary volume which contains a great number of grains  $\sigma_{ij} = \sum_{\text{all contacts}} F_i x_j$ , where  $F_j$  is the  $i$  component of the contact force and  $x_j$  is the  $j$  coordinate of the vector going from the gravity center of the grain to the considered contact
- [9] S.B. Savage, in *Powders & Grains 97*, R.P. Behringer and J.T. Jenkins eds, Balkema, Rotterdam, 185-94, (1997)
- [10] F. Cantelaube & J.D. Goddard, in *Powders & Grains 97*, R.P. Behringer and J.T. Jenkins eds, Balkema, Rotterdam, 231-34, (1997)
- [11] It is worth noting however that plastic and elasto-plastic modelings are aimed at taking into account the generation of such medium-discontinuities since total strain  $\epsilon = \epsilon^e + \epsilon^i$  is written as the sum of an elastic strain  $\epsilon^e$  which is compatible with the continuous medium and of a plastic part  $\epsilon^i$  which is incompatible; hence, this last part describes the generation of discontinuities .
- [12] H.A. Janssen, *Z. Ver. Dt. Ing.* **39**, 1045, (1895)
- [13] O. Pouliquen (private communication), using photoelastic disks and polarized light, has found the expected result when the disks form a regular triangular lattice (*i.e.* the stress was propagating downwards along the two principal direction of the lattice), but he has found that stress does not propagate along lines when the lattice is irregular, so that his result is contrasted at least. On the other hand, H.G.B. Allersma [<http://dutcgeo.ct.tudelft.nl/allersma/hgball.htm>] has investigated the penetration of a cone in a photoelastic granular material ; the photography of his results is not in agreement with the above BCC theory since stress propagates into the material occupying a cone volume whose axis is vertical.
- [14] For instance, in order to illustrate the important role played by strain in the silo case, this previous version was demonstrating the closure relation ( $\sigma_{xx} = k\sigma_{zz}$ ) in the case of silo and was deriving the precise value of  $k$  from the quasi-static rheology of granular materials (*i.e.* from quasi-static stress-strain relations) ; this point is published now in P. Evesque, *J. de Physique I France* **7** (1997), 1501-12.
- [15] M.E. Cates, (private communication): "The models of [1-3], whether or not they are valid for poured sand under gravity as proposed (which remains to be fully tested) could easily break down under the completely different conditions, involving much larger stresses, that hold in triaxial soil mechanics tests. But conversely, such tests could well reveal nothing about sand under gravity", (referee report).
- [16] M.E. Cates, "Although the experiment entirely fails to test the nature of stress propagation in granular media, there is, nonetheless, a valid sense in which it shows "breaking of any constitutive state equation by an adequate change of boundary conditions". It does this, in effect, by using a test in which the incremental stress measured at the transducer is automatically required to be negligible (due to the soft spring). This is clearly a case where the experimenter chooses (consciously or otherwise) to impose a given value of the stress at the boundary, rather than being able to measure such a stress. This case is fully covered by the "fragility" arguments in our recent articles", (referee report)
- [17] M.E. Cates, "Actually, Evesque's ideas ... have already strongly influenced our more recent work", (private communication)(referee report) .
- [18] A.V. Tkachenko & T.A. Witten, "Stress propagation through frictionless granular material", preprint #cond-mat/9811171 nov. 98
- [19] However, this sensitivity seems not to be observed in the present case since no reorganization of the contact network has been ever observed (*cf.* point d of experimental result), even if reorganization can pass unnoticed with eyes if it occurs through microscopic variations.
- [20]  $x$  and  $z$  stand for the horizontal and vertical axes respectively,  $\rho$  for the pile density,  $g$  for gravity and  $c_0^2 = k_2 = \sigma_{xx}/\sigma_{zz}$  . Other stress components can be deduced from the closure relation  $k_2 = \sigma_{xx}/\sigma_{zz}$  and from the set of differential equations imposing stress equilibrium, see [1].
- [21] As photoelasticity technique requires the deformation of grains, the result observed by Pouliquen requires a small compression of the two oblique lines of grains supporting the extra load; this can be obtained in a perfect hexagonal lattice if , and only if, the contact between the grains pertaining to these two lines with the grains of the four adjacent lines evolve slightly. As Pouliquen's

experiment is a real experiment, the coefficient of friction between the grains is non zero. So, this sliding can occur only if the extra force transmitted via the two oblique lines overpasses the friction force which can be mobilized between these two lines and the four adjacent oblique lines. Near the pile bottom, the friction force is proportionnal to the pile height  $h$ , since it is proportionnal to half the weight of a grain column due to the natural action of gravity. So, integrating all the friction forces along the oblique path leads to a total friction scaling as  $h^2$  and the experimental result obtained by Pouliquen is observed most likely if and only if the applied extra force is large. Furthermore, this shows that one cannot neglect the evolution of the contact distribution; for instance, its finding will be the same starting from a slightly perturbed hexagonal configuration.



- [22] P. Evesque, W. Meftah, J. Biarez, *C.R. Acad. Sci. Paris* **316**, série II, 321-27 (1993); W. Meftah, P. Evesque, J. Biarez, D. Sornette & N.E. Abriak, in *Powders & Grains 93*, C. Thornton ed., (Balkema, Rotterdam), (1993) pp. 173-178
- [23] P. Evesque & C. Stefani, *J. de Physique II France* **1**, (1991), 1337-47; K.H. Roscoe, A.N. Schofield & C.P. Wroth, "On the yielding of soil", *Geotechnique VIII*, (1968), 22-53; A.N. Schofield & C.P. Wroth; *Critical State of Soil mechanics*, Pergamon press (1968); P.W. Rowe, *Proc. Roy. Soc. Lndn A269*, (1962), 500-527
- [24] J. Biarez & P.Y. Hicher, in *Elementary mechanics of soil*, Balkema, Rotterdam, (1994)
- [25] J.P. Bouchaud & P. Claudin, private communication.
- [26] L. Rothemburg, R.J. Barthurst & M.B. Dusseault, in *Powders & Grains*, J. Biarez & R. Gouvès ed., (Balkéma, Rotterdam, 1989), pp. 355-363; J.T. Jenkins, P.A. Cundall, I. Ishibashi, ib, pp.257-264; J.P. Bardet, J. Proubet, ib. pp.265-273; C.S. Chang, ib. pp 311-318; B. Cambou, in *Powders & Grains 93*, C. Thornton ed. Balkema, Rotterdam, (1993), pp. 73-86
- [27] P. Evesque, *J. de Physique France* **51**, 2515-2520, (1990); *Phys. Rev.* **A43**, 2720, (1991); *Europhys. Lett.* **14**, 427-432, (1991); P. Evesque, D. Fargeix, P. Habib, M.P. Luong & P. Porion, *J. de Phys. I France* **2**, 1271-7, (1992); P. Evesque, D. Fargeix, P. Habib, M.P. Luong & P. Porion, *Phys. Rev. E* **47**, 2326-32 (1993)
- [28] P. Porion, P. Evesque in *Powders & Grains 93*, C. Thornton ed., Balkema, Rotterdam, 327-32, (1993); Pierre Evesque & Patrice Porion, in *Fragmentation phenomena*, D. Beysens, X. Campi & E. Pefferekorn eds, Les Houches series, World Scientist, 238-49, (1995); P. Porion, "Frottement solide et avalanches dans les milieux granulaires", Ph.D Thesis, Université de Lille, (28 janvier 1994)
- [29] C.A. de Coulomb, *Mémoires de Mathématiques et de Physique présentés à l'Académie Royale des Sciences par divers Savans et lus dans les Assemblées*, (Imprimerie Royale, Paris, 1773), p. 343
- [30] O. Reynolds, *Phil. Mag.* **20**, 469, (1985)
- [31] P. Evesque, "About the scaling hypothesis of the stress field in a conic sandpile", *J. de Physique I France* **7**, (1997), 1305-7

#### Figure caption:

**Figure 1:** 2D experimental set-up:

**Fig. 1a:** Stress propagation "according to ref [1]".

**Fig. 1b:** the structure on which the granular medium lays is made of two parallel U-shaped structure with a void in between them

**Fig. 1c:** rods  are laid on the structure; they are 5mm diameter and 6cm long; probe rods  are 3cm long and 5mm diameter. This probe is carried by a structure which passes in the space between the two U and which lays on the scales  $S_2$ . The set-up lays on two other scales  $S_1$  and  $S_3$ . Some additionnal weight  $F$  may be applied at different points of the top layer; this induces a change of the weight measured by each scales. Two of these scales are hard, the third one is much softer.

**Figure 2:** A rectangular pile is carried in three points by three scales (see Fig. 1b). The variation of response of each scales  $S_1$ - $S_{10}$  (squares),  $S_2$ - $S_{20}$  (triangles),  $S_3$ - $S_{30}$  (losanges) when an overload ( $M=200g$  or  $50g$ ), is plotted as a function of the overload position on the top of the rectangular pile. The probe is linked to  $S_2$  and is made either of 1 or 5 rods, (see caption title). The variation of the weight does not depend on the initial values of  $S_{10}$ ,  $S_{20}$ ,  $S_{30}$ , nor on the

probe size, nor on the pile height (21 or 27 rods layers), but on the position of the less rigid scales.

**Fig. 2a:**  $S_2$  is the softest-spring balance; this fixes the response of  $S_2$  to be constant.

**Fig. 2b:**  $S_3$  is the softest-spring balance; this fixes the response of  $S_3$  to be constant.

**Figure 3:** how to get a stress which looks like propagating "along two lines" using special boundary conditions and elastic medium: a soft balance applies two equal forces  $f$  at two different locations of the bottom surface of a material; the top surface of the material also is loaded by a small mass  $m$  at its center ( $2f > mg$ ). If the mass  $m$  is moved away from the top surface and is placed on the the soft balance, each force  $f$  applied to the medium decreases of a quantity  $\delta f = mg/2$  so that unload  $mg$  "seems to have propagated" (in straight line) from the top to the bottom. Replacing  $m$  on the top surface just in the center forces the applied force  $mg$  to propagate from the top to the bottom and the response is localized at the contact points with the soft scales. However, the inclination of the "straight line" may be varied at will either by changing the position of the forces  $f$  since it is linked to the chosen boundary condition or by changing the location where  $m$  is placed.

**Figure 4:** A 3-D granular medium made of rigid grains can deform under stress.

**Fig. 4a:** a typical axisymmetric triaxial test set-up consists of a plastic cylindrical bag which contains the granular medium; it is immersed in a container filled with water at pressure  $p = \sigma_{xx} = \sigma_3$  and maintained in between two vertical pistons which applies a variable vertical overload  $q = \sigma_{zz} - \sigma_{xx} = \sigma_1 - \sigma_3$ .

**Fig. 4b:** Typical results obtained with a triaxial cell, when  $\sigma_3$  remains constant. The mechanical behaviour is summed up by the knowledge of the three following parameters  $\sigma_3$ , the deviatoric stress  $q = (\sigma_1 - \sigma_3)$  which characterizes the shearing force, the vertical strain  $\epsilon_1$  and the volumetric strain  $\epsilon_v = \epsilon_1 + 2\epsilon_3 = \epsilon_{zz} - \epsilon_{xx}$  or the specific volume  $v$ . Typical experimental result obtained with the same sand packed initially isotropically either at two different densities (\_\_\_\_\_ dense ; \_\_\_\_\_ loose). When the pile is dense, one observes the dilatancy mechanism which is associated with a bump on the  $q$  vs.  $\epsilon_1$  curve. One remarks also the  $q/p$  asymptotic behaviour. It is a measure of the friction angle. One obtains that the asymptotic value  $v_c$  depends on  $p$ , but not on the initial specific volume  $v_0$  and that the asymptotic value  $M$  of  $q/p$  does not depend on  $p$  and  $v_0$ . The transient behaviour depends on both  $v_0$  and  $p$ .





LABORATOIRE DE MÉCANIQUE  
*Sols, Structures et Matériaux*



U.R.A. 850

Châtenay, july 15th, 1997

**Pierre Evesque**  
Directeur de Recherche CNRS  
☎ (33)-01-41 13 12 18; ☎ 01 43 50 12 22  
fax : (33)-01-41 13 14 42  
✉ [evesque@mssmat.ecp.fr](mailto:evesque@mssmat.ecp.fr)

Editor of Nature  
Porters South  
4 Crinan Street  
London N1 9XW  
Grande Bretagne

Sir,

I have been really interested by the experiment of Makse et al.<sup>1</sup>; segregation phenomena are always spectacular, especially when they are in colour.

It is a good idea to come back to twenty years old, and even older experiments. It might even be necessary to do it systematically. But it is first compulsory to realise serious bibliographic works and then extract thereof a critical bibliographic synthesis. I must say it is not an easy work in granular material physics, as results are spread throughout various professional reviews. It also requires a comprehension effort of the different approaches (mechanics, process engineering, mining, chemistry, drug industry, ...) which all have their own language.

Nowadays, when money is more and more scarce, teams tend to claim that their subject is brand new. This is a pity for Science.

First of all, young scientists are not suggested to lead any bibliographic work, other than through a computer. They get very disappointed when they discover in a former review that their subject has already been discussed. Secondly, scientific work is not a matter of fashion; it takes place in a continuous process. Why, otherwise, publish issues that are bound to get forgotten 3 years later? Even fundamental scientific ruptures assume that the knowledge of the matter in discussion is acquired beforehand.

We can mention here that the interpretation offered by Makse belongs to this continuity and is not a rupture, as it acknowledges the importance of solid friction.

We do not mean, though, to discredit a team in particular, but to set the problem of the responsibility of the whole scientific community. Shouldn't this community (through, in particular the referees) control how information is spread, and boost exchanges between scientists specialised in different fields?

If we let "physics" of granular media pretend to ignore the results of "mechanics" of these media, it can only enhance a cultural racism with negative effects in scientific work.

But it gets even worse when scientific communication is so scarce that it leads researchers to go through works which have already been achieved by others...; what difference can then be made between industrial know-how, characterised by a no-transfer of technology between two rival firms and such a no-communication science?

As you might have guessed, Makse's experiment is not really innovating. A photograph of this stratification effect can be found page 18 of the review paper by Ennis<sup>2</sup>. Also, similar results

have been issued in at least three publications, the first of which dealing with washing powders<sup>3</sup>. We can also quote the works on sedimentary stratification problems by G. Berthault & P.Y. Julien<sup>4</sup>, which I described rapidly<sup>5</sup>. These authors have proved that several horizontal strata can lay down at the same horizontal location at the same time; conversely, they have shown that two distant points of the same horizontal stratum lay down at two different times. They query therefore partially the theory of dating by stratification.

I feel sorry about all this uproar that we currently hear in the "sandheap" community. As you may see, many other examples may be quoted<sup>6,7</sup> (I myself believed that I had succeeded in a new experiment when I started my research on this topics in 1987). This uproar must stop: either scientists agree to take in charge the bibliographic work, agree to use a common language, and we will remain scientists, who use other researchers' work and communicate with one another. Or the aim of communication is reduced to a "show", and it is no use to publish anymore, as no one reads the articles, nor uses their results when these results get as old as two years old. Researchers' work becomes pointless.


With the Association for the Study of the Micro-Mechanics of Granular Media, we are currently working to keep the scientific direction, trying to mix the different scientific communities together through the organisation of a series of meetings called "Powders & Grains" (last one held in 1997 in Durham, North Carolina and next one will hold in Japan in 2001). But we can only succeed if the scientific politics of Journals (the most famous included) helps us.

Pascal, a French thinker of the 17th century, rediscovered Euclide's thirty second proposition when he was nine, and with no preliminary bibliographic research; but this proposition is still known as Euclide's! And inversely Chladni figures became famous thanks to Faraday's work.

#### References:

1. Makse, H.A., Havlin, S., King, P.R. & Stanley, H.E. Spontaneous stratification in granular mixtures, *Nature* 386, 379-82, (1997)
2. Ennis, B.J. in *Powders and Grains 97*, R. Behringer & J. Jenkins eds., Balkema, Rotterdam, 13-25 (1997)
3. Campbell, H. & Bauer, W.C. *Chemical Engineering* 73, 179-85, (1986)
4. Berthault, G. Expérience sur la lamination des sédiments *C.R. Acad. Science Paris* 303, série II, 1569-73, (1986) and Julien, P.Y., Lan, Y.Q. & Raslan, Y. in *Powders and Grains 97*, R. Behringer & J. Jenkins eds., Balkema, Rotterdam, 487-90 (1997)
5. Evesque, P., La mécanique des poudres, entre théorie et pratique, *Science & Vie Hors série* 192, 144-155, (1995)
6. Savage, S. B., in *Powders and Grains 97*, R. Behringer & J. Jenkins eds., Balkema, Rotterdam, 185-94, (1997)
7. Thomas, B., Mason, M.O., Liu, Y.A. & Squires, A.M. Identifying states in shallow vibrated beds, *Powder Technology* 57, 267-80 (1989)

Yours sincerely,



P. Evesque

**nature**

Porters South  
4-6 Crinan Street  
London N1 9XW  
Tel: +44 (0)171 833 4000  
Fax: +44 (0)171 843 4596/7  
email: nature@nature.com

In reply please quote:  
EX7099 SC/tce

22 July 1997

Dr P Evesque  
Laboratoire de Mécanique: Sols-  
Structures-Matériaux  
Ecole Centrale Paris  
Grande Voie des Vignes  
F-92295 Châtenay-Malabry Cedex  
France

Dear Dr Evesque,

Thank you for your letter of 5 July. From what you say, it seems as if this matter is one that you can most usefully take up directly with the authors concerned, who may have been unaware of the work published in French that you mention, rather than complaining to us. We cannot investigate complaints of this type unless they are formally submitted for publication as Scientific Correspondence comments, in which event they should be written in scientific language (not as rhetorical accusations) and accompanied by copies of correspondence between the complainants and the authors concerned. We then consider such comments for publication only if they seem to us to be addressing the main point of the paper under discussion or to be raising broader issues of interest to nonspecialists, rather than to be pointing out a small "slip" in omitting to cite work that is not universally agreed to be vital to the central scientific argument put forward in the published paper.

On this occasion, it is not possible to tell from your letter whether your criticism of the paper by Makse *et al.* is of enormous significance, as you do not provide scientific context for their omission but instead offer your opinion about the authors' motives and so on. I am sure you appreciate that *Nature* is very strict on the number of citations we allow our contributors, because we are a nonspecialist journal and our space is very limited.

If, after you write to them, Makse *et al.* feel that they should have cited the papers you mention as being central to their conclusion, they can cite the work in their future publications (or, if they think the error serious, send us the text of a correction). If, however, you find their response unsatisfactory and you feel that the uncited work is crucial to the conclusion of Makse *et al.*, then please get in touch with us again, enclosing copies of your correspondence with Makse *et al.* and being more specific than you are in your present letter about the scientific relevance to their main conclusion of the uncited papers (and enclose

(continued)



Macmillan Magazines Ltd

Registered Office:  
Brunel Road, Houndmills  
Basingstoke, Hampshire RG21 6XS  
Registered Number: 939565 England



copies of the relevant publications). It would also be helpful to us, and possibly more productive in any dealings you have with Makse *et al.*, if you could write in a more measured tone than the potentially inflammatory way in which you do at present.

Yours sincerely,



Dr Maxine Clarke  
Executive Editor

Châtenay, september 1st, 1997

**Pierre Evesque**

Directeur de Recherche CNRS

☎ (33)-01-41 13 12 18; ☎ 01 43 50 12 22

fax : (33)-01-41 13 14 42

✉ evesque@mssmat.cnr.fr

Ex 7009 SC/tce

Editor of Nature  
Porters South  
4 Crinan Street  
London N1 9XW  
Grande Bretagne

Annexe 10, p.4  
Ma réponse

Dear Sir,

Thank you for your answer on July 22nd. But the real purpose of my previous letter was not to be published but to be read by you. My motivation came after few papers on the "physics of granular materials" which your journal published recently, which all seem to disregard previous works and which claim to be brand new when they are not.

Thus, I just wanted to bring to your attention the following facts: i) a lot of previous results on granular matter has been published since two hundred years (and not only by Coulomb, Faraday and Reynolds); ii) your referee establishment seems not to know these works which is quite surprising for a team of specialists; anyway, iii) a good scientific politics of publication cannot accept disregarding these ancient works (nor those in foreign languages), otherwise there is no more science and scientific literature; at least, this is my point of view.

In France we have the habit to say: it is dangerous to give the power to specialists... but what is worse is to give this power to people who think to be specialists and who are not. I rely on your journal to promote discussion and cooperation between teams, between ancient and new specialists....

I apologize also for my tone which you judge non "politically correct" since polemical. But is not it a more classical rhetorical answer too. The scientific evidences of what I say are already published in the referred papers; so they and do not need to be repeated in a scientific writing. Furthermore, they are not all concerned with the Makse *et al.* paper, but also with others published in your journal (see ref. 6). This is why be sure this letter is not written against a precise work, a precise team, but either against your journal or better to try to improve its quality.

Yours sincerely,

Pierre Evesque



## Compte-rendu par P. Evesque du Conseil du Laboratoire MSSMat du 23/6/2011

### Projet approximatif, établi par P.Evesque

**10h:** Le conseil commence à 10h, avec un exposé de Ph. Bompard sur la nouvelle structure Saclay, et les universités...

\* Il présente un certain nombre de transparents sur des projets d'organisations confuses. Après 10mn environ, P. Evesque l'arrête en lui disant assez vertement qu'il n'est pas vraiment intéressé par ces élucubrations, et que cela lui paraît une perte de temps.

\* H. BenDhia prend la parole et dit qu'il sait que P. Evesque est impatient de témoigner sur les revues à comité de lecture et de lancer cette discussion. Il l'autorise à partir, et on viendra le chercher après l'exposé de Ph. Bompard.

PE sort vers 10h15.

*Peut-on demander à Ph. Bompard de fournir ses transparents.*

**11h,** N. Langlet vient rechercher P.Evesque dans son bureau vers 11h.

H. Ben Dhia s'excuse de l'absence d'ordre du jour (OJ), indique que M. Barbiche ne pouvait être présent qu'entre 10h05 et 10h10 et que sa présentation a donc été annulée ; et il propose l'OJ suivant : (i) Information Supélec-ECP, (ii) point sur les crédits, (iii) Problème des crédits mi-lourds, (iv) Problème de CRSA et de la Taxe professionnelle, (v) information sur le nouveau site Web en gestation, (vi) information G. Puel, (vii) questions diverses et Témoignage de P. Evesque sur les revues dans les questions diverses. H. BenDhia fait remarquer que Pierre tient à ce témoignage, même si lui-même ne sait pas si c'est de la compétence du conseil de laboratoire, qu'il ne saura pas quoi en faire, et que ceci dépasse sa compétence.

L'OJ est changé, en conséquence H. BenDhia demande au Conseil la possibilité de dépasser l'horaire jusqu'à 12h15, 12h30. Point accepté.

H. BenDhia informe du couplage Supélec ECP qui est prévu à terme : leurs positions sur le campus Saclay seront voisines. PE fait remarquer que cette alliance peut ressembler un peu au système collégial d'Oxford ou de Cambridge.

Budget CNRS (30k€ Fonctionnement et équipement) et ECP (fonctionnement 37k€ et équipement (25k€).

\* La discussion est menée par Th. Auger qui redemande à avoir un bilan approximatif des dépenses de l'année dernière par les différents centres de ressources, pour prévoir et discuter celles de cette année. Il aimerait qu'on puisse diminuer les allocations automatiques à ces centres de ressource pour permettre une aide à certains programmes ayant très peu de financement.

\* P. Evesque renforce la proposition de Th Auger en assurant que pour sa part il a toujours considéré que les missions, ou les achats (qq 10-100€), qu'il ne pouvait pas réaliser sur ces propres crédits pouvaient être pris sur son propre salaire, pour éviter les blocages. Cela évite une perte de temps inutile et insidieuse, et permet une gestion plus juste des ordres de priorités. L'idée d'un autre centre de ressources disposant d'un faible budget (quelques 100€ à 1000€) pourrait avoir le même effet....

Problème de la taxe professionnelle et de CRSA: CRSA doit acquitter le paiement d'une taxe professionnelle sur ses immobilisations. Pour le labo, cela correspond à 30-40k€/an. C'est cher. Après renseignement et discussion, on s'aperçoit que ceci n'est pas récent: le Conseil de laboratoire avait été saisi de ce problème 2 ans avant (cf. JM Fleureau); personne du CL ne sait pourquoi cela continue. On sait que CRSA risque de faire faillite: son point mort est de 3.5M€/an, l'engagement de contrats signés pour cette année et en juin de 60k€ (ou 600k€).

\* P. Evesque suppose qu'un des paramètres à prendre en compte est que le transfert des immobilisations de CRSA à ECP pourrait changer la capitalisation de la SA et la mettre en liquidation ? Il est donc difficile de savoir ce qu'il faut faire sans plus d'information.

Problème d'un achat mi-lourd (45k€-50k€) passé sur le budget mi-lourd ECP par un centre de ressources ou une personne qui n'avait de fait pas les autorisations de passer cet ordre d'achat : l'autorisation d'achat a bien été transmise par l'ECP à cette personne, mais elle correspondait à un matériel précis, demandé par le laboratoire à l'ECP, et non à la commande finale. C'est grâce à une confusion d'écriture lors de la commande et à une confusion lors de la signature par le directeur que ceci a pu se passer.

\* Conclusion, ce n'est pas bien, et on sévira dès la prochaine fois.

12h30 : P. Evesque intervient pour faire accélérer le débat, l'ordre du jour et le respect de l'horaire sont de la responsabilité du président.

H. BenDhia lui dit qu'il aura ½ h pour parler dans les points divers, mais qu'il a une fâcheuse tendance à s'énervier, ce qui n'est pas normal, même s'il a un mot du médecin. A quoi P. Evesque répond que ce n'est pas de l'énervement, mais un mauvais contrôle de son processus respiratoire; c'est une sorte de handicap, il est suivi par une orthophoniste. Il s'excuse, même s'il n'y peut rien ; il demande à son voisin (G. Puel) de lui tapoter l'épaule lorsque cela le prend.

12h30 : H. BenDhia décide de donner ½ h à P. Evesque pour sa discussion, après la présentation par AS Mouronvalle du site web. L'intervention de G. Puel passera après celle de P. Evesque dans les questions diverses, si on a le temps.

Information sur le site web (12h30-12h45): AS Mouronvalle ([joindre les transparents](#)).

12h45 : Question diverses :

#### **Intervention de P. Evesque:**

*Avant propos1:* P. Evesque dit que le but de son intervention est de faire acter un certain nombre de faits, d'exemples de pratiques plus ou moins déviantes, plus ou moins courantes, que l'on voit dans le milieu éditorial scientifique.

Ces pratiques doivent/devraient/auraient du être combattues, mais elles sont souvent protégées par la notion de "correspondance privée" qu'exige l'éditeur à ses auteurs et ses reviewers.

En tant que gestionnaires de recherche, le CNRS devrait pouvoir avoir accès à ces pratiques déviantes, pour les combattre, défendre ses acquis, ses résultats et son personnel. A l'heure actuelle, il argue qu'il n'est pas au courant de telles déviances, « et que le système marche ».

La raison principale de cet état de fait est liée à ce que les auteurs ne peuvent mettre sur la place publique les faits incriminés sans divulguer une « correspondance privée », c'est à dire sans risquer d'être attaqués en diffamation par les revues. (On rappelle que la diffamation est liée à une **accusation correcte/exacte**, mais préjudiciable à une personne lorsque cette accusation est portée sans avoir été requise par un juge ou une instance agréée).

Pour P. Evesque, et pour d'autres auteurs qui cherchent à préserver l'usage de la *déontologie scientifique*, c'est donc aux financeurs de la recherche de demander à ce qu'un certain ordre règne dans ce système, d'autant que les revues ne survivent que grâce aux subventions des financeurs.

L'idée de ce témoignage est donc de mettre un certain nombre de pièces à la disposition de toute instance, du CNRS/ ou d'autres tutelles, grâce à l'introduction de ces pièces dans le compte rendu du Conseil de Laboratoire. Ce compte rendu est en effet établi et signé par le Directeur du laboratoire, et il est consultable par les autorités de tutelle et les personnes du laboratoire ; on peut le donner à lire, et prouver qu'on a déclaré les faits incriminés. En faisant cette déclaration au Conseil de laboratoire, "le témoin", ou représentant du témoin, reconnaît que le Conseil est statutaire, qu'il peut/doit le représenter auprès de son employeur (le CNRS), à qui il doit normalement rendre des comptes sur toutes les difficultés rencontrées dans son

métier, et il demande à ce Conseil d'attester qu'il lui a transmis (mis au courant de l'existence de) ces pièces.

**Avant-propos 2:** le travail de recherche est assujéti à l'acceptation d'une certaine déontologie, l'existence de cette déontologie est reconnue explicitement ou implicitement dans certains écrits (chartes de sociétés savantes, textes de loi, en particulier dans un texte de la commission européenne,...). Le CNRS (et/ou certains autres organismes de recherche publique) a, à sa création et de par la loi, pour obligation/vocation de faire de la "recherche scientifique" ; de même les universités qui sont acteurs de la recherche scientifique ont cette obligation. D'autres organismes ont aussi pour mission de financer, de réaliser et/ou de promouvoir des expériences scientifiques; ils sont donc de même, et de fait, assujéti à cette déontologie. Enfin les revues scientifiques sont aussi acteurs de ce domaine, et sont de fait assujéti à la même déontologie.

Tous ces acteurs sont relativement puissants et devraient faire respecter cette déontologie le plus efficacement possible. Toute déviance à cette déontologie doit être évaluée et être contre-battue systématiquement, si nécessaire.

Malheureusement, certaines pratiques semblent à revoir selon P. Evesque, et il faut en faire le point<sup>4</sup> (1). Il se propose de commencer ce programme via le Conseil de laboratoire. Il espère que cette pratique pourra être reprise par les autres laboratoires du CNRS, puis dans les autres laboratoires universitaires.

#### **Présentation des pièces du témoignage:**

Les pièces présentées par P. Evesque sont nombreuses ; elles rassemblent plusieurs affaires dont il a été le témoin/acteur soit comme rapporteur, soit comme lecteur. D'autres affaires concernent ses propres articles, certains n'ont toujours pas été publiés, d'autres sont parus dans *Poudres et Grains* , ou dans ArXive.

Présentation succincte de certains cas : Que faire quand :

- i) si on lit un article dans Nature, qu'on écrit à l'auteur qui explique le détail en 4 lignes, et (dé)montre qu'il possède très bien le sujet et l'explication, et que celle-ci manque réellement dans le texte ;
- ii) si des références manquent dans un article de Nature prouvant que le problème est catalogué et expliqué depuis longtemps, mais que la revue refuse de le noter ;
- iii) on reçoit deux avis de *referees*, l'un disant "bien connu, ne nécessite pas publication", l'autre "article faux, ne nécessite pas publication".
- iv) quand un referee demande la combinaison de 2 articles pour faire un gros, et que pendant ce temps une « communication rapide » paraît sur un point particulier de l'un des deux articles dans la revue, où l'article va paraître. Et si on propose un commentaire et qu'il est rejeté ?

.....

A la question pourquoi ne pas avoir publié aussi les rapports envoyés par les revues dans le cas où vous avez publié l'article dans *Poudres & Grains*, la réponse est : c'est à cause de la clause de confidentialité liée au statut « correspondance

4

Propos supplémentaires de P. Evesque, hors Conseil: Par ailleurs le mode de financement de la recherche a changé récemment, utilisant certaines évidences obtenues avec un statut du financement différent.

- (i) L'économie et la gestion humaine ont souvent eu des analogues dans la physique des objets mous et désordonnés, chère à PG de Gennes. Or on sait que ces objets mous sont adaptables et peuvent s'arranger suivant des frontières qui dépendent de la nature exacte du système.
- (ii) La spécialisation est de plus en plus grande et les spécialistes pluri/trans disciplinaires peu nombreux; Peut-on encore assurer que les publications véhiculent des contenus exacts pour la plupart d'entre elles, avec des objectifs de transfert de connaissance "optimum", et une volonté pédagogique sérieuse. Certains exemples me laissent croire au pire.

Il faut donc vérifier que la perturbation apportée au système n'engendre pas des déviances rédhibitoires.

privée ». (Cette problématique liée à la confidentialité des rapports n'est pas indiquée à l'heure actuelle dans le témoignage écrit, mais sera rajouter).

La diffusion de ces pièces à l'intérieur du laboratoire requiert l'acceptation du conseil de les entériner dans son rapport du Conseil de laboratoire. Après discussion, ceci est accepté par le Conseil.

**Post-propos:** P. Evesque remarque que cela fait plus de 10 ans qu'il demande une discussion réelle sur ce problème au CNRS, ... qu'il a écrit en recommandé... et qu'il n'a pas reçu de réponse...

Il a bien reçu une convocation de la DRH pour un rappel à l'ordre, comme s'il lésait le CNRS par son action, alors que lui-même se sent lésé par l'attitude même de son employeur à son égard....

Intervention de G. Puel :

Demande par S. Bourgeois d'accréditation « personnel ATMOS » pour Mme Sokona par le conseil de laboratoire. Demande acceptée. Ceci porte à 3 le nombre d'ATMOS du laboratoire.

Les serrures des portes des salles d'expériences et des bureaux du RDC sont en train d'être changées par des serrures électroniques. S. Bourgeois demande l'autorisation d'accès aux salles d'expérience pour tous les ATMOS, ce qui est accordé.

### **13h30 : Clôture de la séance**

P. Evesque remercie son collègue G. Puel de lui avoir tapoté l'épaule 2 à 3 fois lors de la séance, pour l'aider à réguler son handicap.

### **Rajout après le conseil :**

La problématique liée à la confidentialité des rapports n'est pas indiqué à l'heure actuelle dans le témoignage écrit de P. Evesque, mais sera rajoutée. Il demande en particulier que soit étudié le droit à l'utilisation (divulcation publique) de ces rapports par simple autorisation de ceux qui les ont reçus.