



HAL
open science

Transport électrique dans les milieux granulaires : effect d'une force de compression statique

Aymen Tekaya, Robert Bouzerar, Valéry Bourny, Jérôme Fortin, Khaled
Bourbatache

► **To cite this version:**

Aymen Tekaya, Robert Bouzerar, Valéry Bourny, Jérôme Fortin, Khaled Bourbatache. Transport électrique dans les milieux granulaires : effect d'une force de compression statique. CFM 2011 - 20ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2011, Besançon, France. hal-03422897

HAL Id: hal-03422897

<https://hal.science/hal-03422897>

Submitted on 9 Nov 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Transport électrique dans les milieux granulaires : Effet d'une force de compression statique

A. TEKAYA ^{a,b}, R. BOUZERAR ^a, V. BOURNY ^{b,c},

J. FORTIN ^{c,d}, K. BOURBATACHE ^{b,d}

a. *Laboratoire de Physique des Systèmes Complexes (PSC) JE2531, Université de Picardie Jules Verne, UFR des Sciences 33 rue St-Leu 80000 Amiens, France*

b. *Laboratoire Modélisation, Information & Systèmes (MIS) EA4290, Université de Picardie Jules Verne, 7 rue du moulin neuf 80000 Amiens, France*

c. *INstitut Supérieur des Sciences Et des Techniques (INSSET)/Université de Picardie Jules Verne/48 Rue Raspail, 02100 Saint-Quentin*

d. *Laboratoire des Technologies Innovantes (LTI) EA3899, Université de Picardie Jules Verne, IUT de l'Aisne, 48 rue d'Ostende 02100 St-Quentin, France*

Résumé :

Nous étudions l'effet de forces de compression mécanique sur les propriétés électriques d'une chaîne linéaire de billes métalliques. Les caractéristiques courant-tension non linéaires de ces chaînes sont le fruit d'une compétition entre un couplage tunnel à bas courant et la nucléation de microponts à plus fort courant. Notre approche consiste ainsi à explorer théoriquement, numériquement et expérimentalement les caractéristiques électriques d'un système de billes soumises à des forces de compression statiques. Nous montrons ainsi qu'une force assez grande supprime le couplage tunnel.

Mots clefs : effet Branly, propriétés électriques, contraintes mécaniques, relaxation, effet vitreux.

1 Introduction

Les travaux menés par Branly [1] à la fin du XIX^{ème} siècle sur la détection des ondes électromagnétiques à l'aide de son fameux dispositif, le cohéreur, mirent en évidence le spectaculaire effet Branly consistant en une instabilité électrique d'une poudre métallique servant de base à la détection. Cette découverte ouvrit un champ d'investigations fondamental, l'étude des propriétés électriques des milieux granulaires. L'effet Branly correspond à une transition de l'assemblée de grains métalliques d'un état isolant (c'est-à-dire très résistif) à un état 'conducteur' réalisé à assez forts courants et ce quelle que soit la dimensionnalité de l'assemblée étudiée, fut-ce une chaîne de billes ou un empilement désordonné de billes métalliques. La compréhension de cette transition, et plus généralement des propriétés de transport électriques des milieux se heurte à une double difficulté : d'un côté la sensibilité des propriétés électriques des milieux granulaires à l'état de contraintes mécaniques de celui-ci, de l'autre l'extraordinaire complexité de ces milieux manifestant une large variété de phénomènes actifs aux échelles microscopiques ou mésoscopiques, comme les inhomogénéités chimiques, les profils de rugosité des surfaces des grains, les effets de contact mécaniques et électriques entre grains voisins et enfin d'éventuels effets collectifs liés à la compacité de l'assemblée et ses propriétés topologiques (fluctuations de la connectivité du réseau, ...). Les diverses approches du transport électrique dans les milieux granulaires peuvent être classifiées en fonction de l'échelle typique où opère le phénomène jugé pertinent et le type de traitement de la complexité de ces assemblées. Une approche rigoureuse de cette complexité mêlant désordre et topologie s'enracine dans les approches multi-échelles offertes par la Physique Statistique moderne mais la technicité de ces approches les rend difficiles à manipuler. On peut alors leur préférer des approches plus intuitives ne retenant que certains aspects de la complexité tels le grand nombre de grains impliqués ou encore la géométrie macroscopique de l'assemblée. Toutefois, l'élucidation des comportements collectifs observés dans de grandes assemblées requiert la

compréhension des phénomènes mécaniques et électriques mis en jeu au niveau des contacts individuels.

Nous étudions ici l'influence des forces de compression sur les propriétés de transport électrique d'une chaîne de billes métalliques. La confrontation des résultats expérimentaux à un modèle simple prenant en compte la seule contribution des billes individuelles met en évidence une légère différence entre la courbe prédite théoriquement et les résultats expérimentaux dans la région des faibles forces. Nous montrons que ce désaccord consiste en une suppression progressive du couplage tunnel entre billes voisines par les forces de compression.

2 Etude préliminaire des propriétés électriques individuelles des grains.

Conformément aux conditions, notamment mécaniques, imposées aux assemblées de grains que nous avons étudiées expérimentalement, nous décrivons le système étudié théoriquement ou modélisé numériquement comme un homologue du système expérimental : une assemblée de billes sphériques en acier inox 1D (chaîne de billes éventuellement réduite à un couple) comprimées sous l'effet de forces dirigées le long de l'axe de la chaîne. Les difficultés évoquées dans l'introduction restent valables dans le cas plus simple de chaînes de billes et en particulier, l'analyse physique directe d'une large assemblée de grains de géométrie et/ou topologie arbitraires demeure une entreprise quasiment impossible sans réduction préalable de la complexité du système. La restriction à des billes sphériques, si elle permet de simplifier la géométrie individuelle des grains (un des rares paramètres contrôlables par l'expérience), ne permet pas pour autant de s'affranchir de l'état de la surface des billes. De ce point de vue, la chaîne de billes présente un désordre naturel – induisant donc une certaine complexité – dû aux fluctuations spatiales de l'état de surface des billes. Ce type de désordre influence inévitablement les propriétés électriques de nos chaînes puisque le transfert d'électrons entre billes voisines est sensible aux états de surface. Mais ce désordre possède une vertu importante : en secouant la chaîne de billes préalablement à chaque expérience, on explore un grand nombre de configurations d'états de surface des billes en regard, garantissant la reproductibilité de certaines de nos mesures. L'homologie entre expérience et théorie facilite l'interprétation de nos modèles théoriques ou numériques. L'étape de simplification géométrique une fois remplie requiert la connaissance des propriétés individuelles électriques et mécaniques de chaque grain ou d'une cellule 'élémentaire' constituée de grains voisins. L'approche théorique la plus simple consiste donc à ne considérer que le nombre réduits de contacts entre grains adjacents. Cela implique donc que d'éventuels effets collectifs ne peuvent apparaître que comme conséquence d'un accroissement du nombre de couplages et de la topologie du réseau de connections intergranulaires lors du passage à une large assemblée. L'intérêt de cette approche simplifiée est qu'elle se prête fort bien à une modélisation numérique permettant d'étudier les grains individuels en situation de contacts mécaniques multiples (les connections aux autres grains) répartis sur la surface du grain. Cette étude fournit alors des résultats exacts concernant l'influence sur les propriétés électriques de la géométrie individuelle des grains et des forces de compression réparties sur les zones de contact.

Du point de vue électrique, la situation la plus simple est bien sûr celle de grains (billes sphériques) isolés les uns des autres : la mesure de la résistance électrique de l'une quelconque de ces billes nécessite le placement de deux électrodes en surface pour l'injection et l'extraction du courant puis la mesure de la tension entre ces électrodes. Préalablement à toute étude plus poussée, ce problème électrique élémentaire doit être résolu. La résistance électrique vue entre deux électrodes est une grandeur dépendant de propriétés intrinsèques des grains telles la résistivité électrique, leur géométrie (leur forme) et de propriétés extrinsèques telles la position relative des électrodes à leur surface, la taille et la nature des électrodes. L'interface formée entre les électrodes et le matériau constituant le grain consiste en une zone de faible profondeur dans laquelle les états électriques sont fortement perturbés (zone dans laquelle les électrons ressentent la présence de l'électrode) et en dehors de laquelle on retrouve la structure électronique de volume du matériau. La nature de cette interface peut être très variable selon le choix du métal des électrodes et des différences de travaux de sortie: contact ohmique (linéaire), contact Schottky (redresseur). L'influence de cette zone très localisée fournit une résistance de contact, voire une capacité de contact en régime variable, qui peut s'avérer une correction importante selon les situations. Dans nos études nous négligerons les effets électriques de l'interface électrode/bille.

L'influence de la forme de la bille et de la position relative des électrodes peuvent être établies numériquement. La distribution de potentiel électrique (en régime statique) dans le domaine matériel représentant le grain peut se déduire de la distribution de courants, régie par l'équation,

$$\operatorname{div} \vec{j} = I \left(\frac{\theta_1(\vec{x})}{hS_1} - \frac{\theta_2(\vec{x})}{hS_2} \right), \theta_{1,2}(\vec{x}) = \begin{cases} 0 & \text{si } \vec{x} \notin \Sigma_{1,2} \\ 1 & \text{si } \vec{x} \in \Sigma_{1,2} \end{cases} \quad (1)$$

Dans cette approche nous avons modélisé les électrodes traversées par un courant d'intensité constante I par deux portions de surface $(\Sigma_1), (\Sigma_2)$ d'aires respectives S_1 et S_2 et d'épaisseurs h donnant la profondeur de l'interface électrodes/matériau. Les fonctions θ_1 et θ_2 sont les fonctions caractéristiques des surfaces Σ_1 et Σ_2 des électrodes, nulles pour un point en dehors de celle-ci et de valeur unité pour un point situé sur celles-ci.. Si le matériau est électriquement homogène de conductivité électrique constante γ , l'équation précédente devient après utilisation de la loi d'Ohm,

$$-\Delta V = \frac{I}{\gamma h} \left(\frac{\theta_1(\vec{x})}{S_1} - \frac{\theta_2(\vec{x})}{S_2} \right) \quad (2)$$

La prise en compte, plus réaliste, d'une extension finie des électrodes (et non ponctuelles comme on le suppose dans certaines situations idéalisées) permet d'éviter des valeurs infinies de la résistance électrique. Cette dernière se déduit de la distribution de potentiels solution de (2),

$$V(\vec{x}) = \frac{I}{4\pi\gamma} \left[\frac{1}{S_1} \int_{(\Sigma_1)} \frac{dS'_1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} - \frac{1}{S_2} \int_{(\Sigma_2)} \frac{dS'_2}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right] \quad (3)$$

à partir de la tension induite entre les électrodes.

Les solutions typiques obtenues à partir de notre code de calcul sont présentées sur les figures 1 et 2 ci-dessous. Ce code résout l'équation de Laplace (2) à partir d'un schéma aux différences finies en imposant aux bords du domaine matériel des conditions aux limites mixtes de type Dirichlet sur les électrodes et type Neuman en dehors de celles-ci (traduisant notamment le fait qu'aucun courant ne sort du matériau en dehors des électrodes). La figure 1.a donne les équipotentielles au sein des billes individuelles prises ici sphériques, l'angle entre les contacts étant de 180° . Sur la figure 3 est reporté le profil de température correspondant dû à l'effet Joule pour un angle entre les contacts de 225° . L'échelle de température, obtenue en adoptant des valeurs réalistes des conductivités électriques et thermiques de billes d'acier, montre le bon accord de nos solutions avec les estimations de Falcon [2]. La figure 1.b illustre les variations de la résistance (en unités arbitraires) d'une paire de contact en fonction de la position relative des électrodes.

Notre code permet également d'étudier les situations multi-contacts en assimilant les zones de contact mécaniques à des électrodes. Dans la situation des contacts multiples, la grandeur pertinente est une matrice regroupant les résistances associées à chaque paire de contacts. Cette situation nécessite une théorie de la résistance d'une paire de contacts et d'une méthode de construction de la matrice des résistances préalablement à une étude numérique.

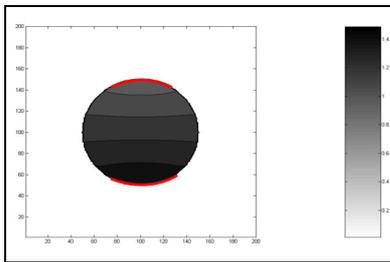


Figure 1.a Distribution typique des équipotentielles électriques au sein d'une bille métallique. Les électrodes sont situées à 180°

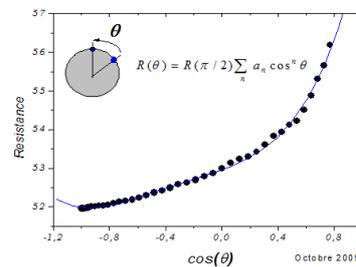


Figure 1.b Variations de la résistance (unités arb.) en fonction de la position relative des électrodes mesurée par le sinus de l'angle entre celles-ci.

3 Théorie de la résistance électrique et situations multicontacts.

3.1 Résistance électrique entre deux électrodes

Les situations multi-contacts sont d'un intérêt particulier dans l'étude des systèmes granulaires les plus

généraux puisque les forces exercées aux contacts y déterminent les résistances vues entre chaque paire de contacts. Dans un travail soumis à une autre revue [3], nous avons élaboré une théorie approximative de la résistance électrique de billes élastiques vue entre deux électrodes de positions arbitraires. Pour un angle θ entre les électrodes de surfaces respectives S et S' , un volume des billes V_b et une conductivité γ , la conductance prédite est

$$G_b = \frac{\gamma S S'}{2V_b} (1 - \cos \theta) \quad (4)$$

On notera que pour un cylindre homogène de longueur l et section droite S , les électrodes couvrant totalement ses extrémités (angle $\theta=\pi$), cette expression se confond avec celle usuellement admise $G_b = \frac{\gamma S}{l}$.

Comment se généralise cette approche aux situations multi-contacts telles que celle schématisée sur la figure 2 ?

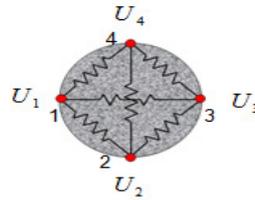


Figure 2. Schéma d'une bille en configuration de 4 contacts

Si l'on note g_{kl} la conductance associée aux contacts k et l (allant de 1 à 4 sur la figure précédente) et S_k, S_l les aires des contacts correspondantes, alors d'après notre théorie $g_{kl} = \frac{\gamma S_k S_l}{2V_b} (1 - \cos \theta_{kl})$. Dans la situation

de la figure 2, nous obtenons 6 chemins électriques possibles c'est-à-dire 6 coefficients g_{kl} permettant de constituer une matrice de conductances 4×4 (puisque nous avons 4 contacts) exprimant la relation linéaire entre les courants et les potentiels au niveau des contacts (Lois de Kirschhoff),

$$(G_{kl}) = \begin{pmatrix} g_{12} + g_{13} + g_{14} & -g_{12} & -g_{13} & -g_{14} \\ -g_{21} (= -g_{12}) & g_{21} + g_{23} + g_{24} & -g_{23} & -g_{24} \\ -g_{31} & -g_{32} & g_{31} + g_{32} + g_{34} & -g_{34} \\ -g_{41} & -g_{42} & -g_{43} & g_{41} + g_{42} + g_{43} \end{pmatrix} \quad (5)$$

La connaissance de la matrice de conductances de chaque bille de l'assemblée détermine le circuit électrique équivalent global qui peut alors être traité par les méthodes usuelles de l'électricité linéaire. Cependant, le calcul de telles matrices peut être effectué pour de petits systèmes ou dans des situations de symétrie assez basses (réseaux périodiques de billes par exemple) mais devient vite inexploitable pour de grands systèmes désordonnés. Le calcul de l'effet des contraintes mécaniques sur les propriétés électriques de grands assemblages de billes se heurte à des difficultés semblables.

3.2 Cas d'une chaîne de billes comprimée

Le cas de la chaîne de billes, même très étendue, semble faire exception : la géométrie est simple et chaque bille ne donne lieu qu'à deux contacts mécaniques soumis à une même force. Dans la situation d'équilibre mécanique global de l'assemblée de billes sphériques (rayon R_b , module d'Young E , de Poisson ν), c'est-à-dire pour des contraintes mécaniques relaxées, les zones de contact mécanique dues à l'interaction mécanique entre seuls grains adjacents sont traitées par l'approche statique de Hertz [4] dans laquelle la surface de contact est un disque d'aire $A = \pi a_{Hertz}^2$ dont le rayon varie avec la force F exercée au contact selon la loi $a_{Hertz} = (3FR_b(1-\nu^2)/4E)^{1/3}$. Nous pouvons alors calculer l'évolution de la résistance électrique de la chaîne à partir de notre formule (4). La résistance de la chaîne est alors proportionnelle à celle d'un ensemble de deux billes (du fait de la proportionnalité au nombre de contacts : les résistances des billes sont en série). Nous obtenons dans le cas de billes identiques d'acier de diamètre 6 mm la variation reportée sur la figure

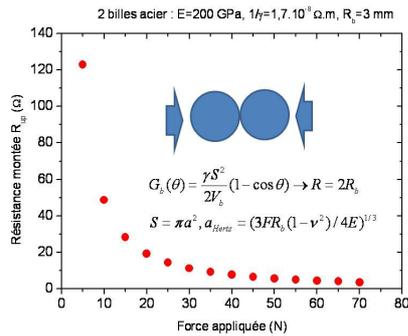


Figure 3.a Effet de la force de compression sur la résistance électrique entre deux billes

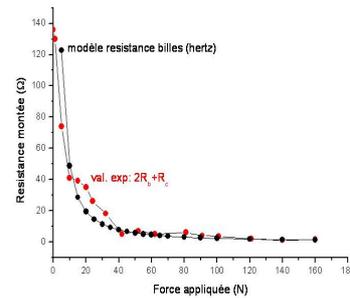


Figure 3.b Comparaison entre le modèle expérimentale et théorique de l'effet de la force de compression sur la résistance

La résistance électrique peut atteindre quelques centaines d'ohms en l'absence de force appliquée (ce qui peut paraître surprenant pour des billes métalliques) et décroît assez vite pour atteindre quelques ohms pour des forces de l'ordre de 60-70 N. Pour juger de la pertinence de notre approche et valider celle-ci, nous avons comparé nos résultats théoriques à ceux obtenus expérimentalement sur une chaîne de billes (résultats ramenés à un couple de contacts) sur la figure 3-b. La résistance mesurée est celle obtenue à assez faible courant, c'est-à-dire en régime électrique linéaire, garantissant ainsi la validité de la loi d'Ohm. Nous constatons l'excellent accord de notre modèle avec les résultats expérimentaux. Les décroissances obtenues se font selon la loi $R(F) \sim 1/F^{4/3}$ signature du contact de Hertz.

4 Caractéristiques courant-tension: Couplage tunnel et compression

Les précautions expérimentales prises dans la mesure de la résistance linéaire de nos chaînes de billes n'est pas arbitraire. L'approche précédente de la résistance électrique d'une bille ou d'un assemblage de billes n'est valable qu'à faibles courants, secteur où la loi d'Ohm est valable. A plus forts courants les assemblages de billes quels qu'ils soient (y compris le plus simple se réduisant à deux billes) présentent des caractéristiques courant-tension non linéaires et par-dessus tout hystérétiques (cf figure 4). Cette hystérésis est bien connue et liée à l'effet Branly. La branche à courant décroissant (caractéristique retour) présente une résistance systématiquement plus faible, parfois de un à plusieurs ordres de grandeur, que la branche à courant croissant. La non-linéarité de la caractéristique à la montée, très marquée, impose une tendance à la saturation de la tension (limitation de la tension) qui pilote la transition vers le régime conducteur de l'assemblée de billes (faibles résistances). Il semble aujourd'hui admis que la non-linéarité de la caractéristique montée et cette « tendance à la saturation » soit dues partiellement à des effets thermiques[5] des courants entraînant une fusion locale du matériau des billes dans la zone de contact entre billes adjacentes. Le raccordement des zones fondues donne naissance à des micro-contacts très conducteurs (micro-ponts) agissant comme des court-circuits et dont la prolifération ou la coalescence réduit considérablement la résistance initiale du système de billes. On sait en réalité peu de choses du mécanisme de nucléation de ces structures mésoscopiques et seule une mesure fiable de l'échauffement par effet Joule des zones de contact permettrait de valider l'hypothèse de la fusion locale des billes. Si l'effet thermique n'est pas suffisant, d'autres mécanismes de formation des micro-ponts doivent être possibles. Dans ce cas, les micro-ponts peuvent aussi correspondre à l'ouverture de modes de transport électroniques additionnels entre les surfaces en regard. Quoi qu'il en soit, la nucléation des micro-ponts fournit une explication simple de l'hystérésis électrique. Mais ces micro-ponts n'agissent pas dans le secteur des faibles courants (lors de la première montée ou de toute montée effectuée sur une assemblée de billes préalablement secouée). Comment expliquer alors la très forte résistance observée à la montée ? Nous avons montré dans un travail antérieur [6] l'existence d'un couplage naturel entre billes adjacentes par effet tunnel à travers l'espace vide entre billes et les couches d'oxyde naturellement présentes à la surface des billes d'acier [7]. La nucléation des micro-ponts à forts courants entre bien sûr en compétition avec l'effet tunnel. Notre théorie du couplage tunnel conduit naturellement à une caractéristique V-I non linéaires. Nous avons pu estimer la conductance tunnel linéaire (limite bas courant) à $G_L \approx Kq^2 |M|^2 G(E_F)^2$ et dépendant de la charge q des électrons, de la densité d'états au niveau de Fermi $G(E_F)$ des billes d'acier, de la probabilité de transition tunnel

$|M|^2 \sim 2\pi e^{-\kappa d} / \hbar$ dans laquelle d désigne l'épaisseur effective de la barrière tunnel et κ une constante dépendant de la hauteur (énergétique) de la barrière et K un facteur rassemblant la dépendance vis-à-vis de constantes fondamentales. Cette conductance est bien sûr très basse. La comparaison de notre modèle et des données expérimentales de la figure 3-b met en évidence un désaccord dans la région 10 à 40 N des forces de compression. La différence entre les courbes correspond à la contribution tunnel, générant des résistances un peu plus élevées. Cette différence (la résistance tunnel) décroît quand la force de compression augmente et s'annule aux alentours de 60 N. Au-delà seule la contribution des billes individuelles persiste, en accord avec nos prédictions. Cette suppression provient vraisemblablement de la réduction complète de l'épaisseur de barrière.

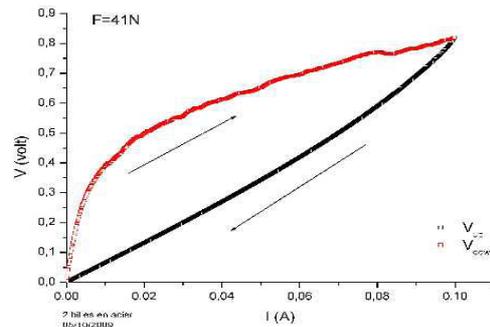


Figure 4. Caractéristique U-I typique d'une chaîne de billes métallique

5 Conclusion

Même si la sensibilité du couplage tunnel aux forces de compression est actuellement en cours d'étude, notre approche indique que le couplage tunnel est supprimé progressivement par les forces appliquées puisque l'espace vide entre billes voisines est réduit sous l'effet de la compression. Cet effet doit être particulièrement visible sur les chaînes de billes mais la situation d'assemblées 3D de billes pourrait s'avérer plus complexe.

Remerciements

Cette étude a été menée grâce au concours financier du FEDER et de la Région de Picardie.

Références

- [1] Branly E., 1890. Variations de conductibilité sous diverses influences électriques, C.R. Acad. Sci. Paris 111, 785- 787.
- [2] Falcon E., Castaing, B., 2005, Electrical conductivity in granular media and Branly's coherer, Am. J. Phys. 73 (4).
- [3] Bouzerar R., Tekaya A., Bourny V. Influence of mechanical compression on the resistive to conductive state transition of metallic beads assemblies. Article soumis à Applied Physics Letters (APL)
- [4] Landau L.D., Lifshitz E.M., Theory of elasticity, course of theoretical physics Vol7, Elsevier 2009
- [5] Falcon E., Castaing, B., Creysels, M., 2004, Transport électrique non linéaire dans les milieux granulaires, rencontre du Non Linéaire.
- [6] Tekaya A., Bouzerar. R., Bourny., Tekaya I., Electron tunnelling in metallic beads systems and slow electric relaxation. Article accepté pour publication dans World Journal of Engineering.
- [7] De Gennes, P.G., 1996. Static compression of a granular medium: the soft shell model, Europhys. Lett. 35 (2) 145.