



**HAL**  
open science

## Approche numérique du procédé de broyage

Romain Gers, Eric Climent, Dominique Anne-Archard, Dominique Legendre,  
Christine Frances

► **To cite this version:**

Romain Gers, Eric Climent, Dominique Anne-Archard, Dominique Legendre, Christine Frances. Approche numérique du procédé de broyage. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. pp.0. hal-04105934

**HAL Id: hal-04105934**

**<https://hal.science/hal-04105934v1>**

Submitted on 25 May 2023

**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.

## Approche numérique du procédé de broyage

Romain Gers<sup>1,2</sup>, Eric Climent<sup>1</sup>, Dominique Anne-Archard<sup>2</sup>, Dominique Legendre<sup>2</sup> & Christine Frances<sup>1</sup>

1-Laboratoire de Génie Chimique UMR CNRS/INPT/UPS 5503

5 rue Paulin Talabot BP 1301 Toulouse Cedex 01

2-Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse UMR CNRS/INPT/UPS 5502

Allée du professeur Camille Soula 31400 Toulouse

Contact : gers@imft.fr

### Résumé :

*Les broyeurs à billes agitées sont utilisés pour produire des nanoparticules en suspensions denses à partir de particules plus grosses. Les paramètres limitant le mécanisme de fragmentation ne sont pas totalement élucidés et le procédé nécessite une énergie considérable. Nous nous intéressons dans cette étude à l'hydrodynamique globale dans le broyeur afin de déterminer les paramètres qui contrôlent l'efficacité des collisions entre billes de broyage (vitesses d'impact et orientation des collisions). L'écoulement de la suspension est décrit au moyen de propriétés physiques effectives. Les équations de Navier-Stokes sont résolues directement dans un domaine axisymétrique bidimensionnel. Ensuite, nous nous sommes intéressés à une configuration particulière relative à la collision entre deux billes de broyage et nous avons simulé l'écoulement de la suspension lors du drainage du film.*

### Abstract :

*Producing nanoparticles in dense suspensions can be achieved in a stirred media mill. However the mechanism of fragmentation in the mill is still not well understood and the process remains laborious because of the considerable energy needed. The paper focus on the numerical analysis of the global hydrodynamics in the mill for determining the parameters which control the efficiency of the collisions between grinding beads (impact velocities and orientation of the collision). The suspension flow is modelled with effective physical properties. The Navier-Stokes equations are solved directly in an axisymmetric two-dimensional domain. Then, we select some particular impact configurations of two spherical beads and we simulate the flow motion during the film drainage.*

**Mots-clefs : broyage ; suspension concentrée ; hydrodynamique locale**

### 1 Introduction

Les broyeurs à billes agitées sont apparus comme des moyens efficaces pour produire des nanoparticules en suspensions denses à partir de particules plus grosses. Dans ce procédé, les particules à broyer, mises en suspension généralement dans une solution aqueuse contenant des agents dispersants, sont fragmentées lors des collisions entre des billes de broyage entraînées par un agitateur. Les billes de broyage, classiquement de 200  $\mu\text{m}$  de rayon, occupent une fraction volumique voisine de 50%. Le reste du volume contient la suspension de particules à broyer. L'agitateur, muni de disques perforés ou pleins, tourne à une vitesse de 2000 à 6000 tr/min. La fragmentation des particules se produit lorsqu'elles sont piégées entre deux billes qui se choquent, soit de manière frontale, soit de manière oblique (du fait du cisaillement). Un schéma du broyeur à billes agitées est donné sur la fig. 1.

La compréhension locale du procédé de fragmentation reste partielle et il est très couteux en énergie. Dans de nombreuses applications, l'obtention de suspensions stables de particules de taille nanométrique ( $< 100 \mu\text{m}$ ) est très difficile. Les facteurs limitant la taille finale des particules peuvent être d'ordre mécanique, physico-chimique ou hydrodynamique. Dans ce

travail, nous cherchons à cerner l'importance du facteur hydrodynamique dans le procédé de nanobroyage. Lorsque les billes de broyage entrent en collision, elles chassent le fluide qui les sépare. Une grande part de l'énergie emmagasinée par les billes est ainsi dissipée. Seules les particules ayant échappé au mouvement de drainage peuvent être broyées. Mais on ignore le rôle respectif de la taille des particules, de leur concentration massique et des interactions physico-chimiques entre les surfaces des particules en fonction de la vitesse d'impact et de la taille des billes lors du processus de réduction de taille.

C'est pourquoi l'objectif de cette étude est une analyse fine de l'hydrodynamique dans le broyeur afin de déterminer l'orientation des collisions entre les billes et d'en estimer les vitesses d'impact pour chaque type de collision, le but étant à terme de quantifier l'énergie reçue par les particules et le nombre de particules finalement broyées. Nous avons pour cela simulé le mélange diphasique solide/liquide bi-disperse (billes, particules et fluide porteur) au moyen d'un fluide équivalent par simulation directe des équations de Navier-Stokes. De cet écoulement global, on tire les paramètres nécessaires à la simulation du rapprochement de deux billes de broyage.

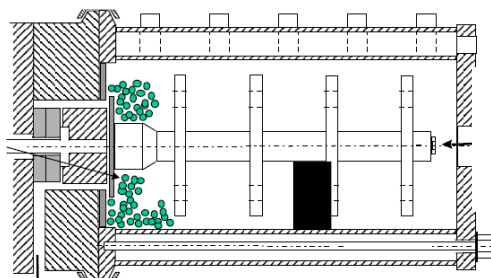


FIG. 1 – Schéma d'un broyeur à billes agitées et représentation du domaine de calcul (en noir).

## 2 Hydrodynamique globale dans le broyeur

### 2.1 Fluide équivalent newtonien

On considère dans un premier temps que la dispersion constituée par les billes de broyage et la suspension (particules à broyer et fluide porteur) a un comportement newtonien. On suppose en outre que l'écoulement dans le broyeur est bidimensionnel et que le fluide équivalent est incompressible. Les équations de continuité et de bilan de quantité de mouvement régissant son comportement sont les suivantes :

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0$$

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} \right) = -\nabla P + \nabla \cdot (\mu (\nabla \vec{u} + \nabla' \vec{u} ))$$

où  $\rho$  est la masse volumique effective du fluide,  $\vec{v}$  le vitesse du fluide,  $P$  la pression,  $\mu$  la viscosité dynamique. La résolution numérique est effectuée grâce au code JADIM développé à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (Legendre et al. 2003). Ce code de simulation est basé sur une discrétisation spatiale en volumes finis et permet de simuler le mouvement d'un fluide sur un maillage orthogonal (cartésien ou curviligne).

Dans ces équations, les propriétés du fluide équivalent sont constantes, c'est-à-dire indépendante de la température, du cisaillement, du temps ou de toute autre variable. On a néanmoins cherché à modéliser un comportement qui tienne compte de la concentration en solides. On évite ainsi la complexité d'une simulation multiphasique tout en conservant les caractéristiques globales de l'écoulement. Le rapport entre le diamètre des billes et celui des particules étant élevé (supérieur à 10) et ne faisant que croître au cours du broyage, on considère

que la suspension de particules est un fluide porteur pour les billes. Nous avons alors utilisé le modèle de viscosité de Krieger-Dougherty :

$$\mu = \mu_p \left( 1 - \frac{\phi}{\phi_m} \right)^{-\frac{5}{2} \phi_m}$$

où  $\mu_p$  est la viscosité de la suspension de particules.  $\phi$  et  $\phi_m$  sont respectivement la fraction volumique des billes et la fraction maximale d'un arrangement aléatoire de sphères (63%).

Dans une précédente étude expérimentale qui concernait une suspension de particules de calcite  $\text{CaCO}_3$  ( $2700 \text{ kg/m}^3$ ) de fraction massique comprise entre 40 et 50%, la viscosité  $\mu_p$  varie de  $2 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$  à  $0.1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$  en fonction du taux de cisaillement et de la concentration en agent dispersant (Frances C. & Anne-Archard D. 2004). En utilisant la masse volumique de chaque espèce, on obtient une viscosité cinématique  $\mu/\rho$  voisine de  $3.3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ .

Le disque tourne avec une vitesse tangentielle constante de 955 tr/min, normale au plan de simulation (r,z). Cela correspond à une vitesse tangentielle en bout de pale  $W_{\text{tip}}$  de 6m/s. L'hydrodynamique globale est contrôlée par le nombre de Reynolds et par la géométrie du broyeur. Nous avons choisi la vitesse tangentielle en bout de pale et la largeur de l'entrefer  $\Delta R$  (distance entre l'extrémité du disque et la paroi du broyeur) comme vitesse caractéristique et échelle de longueur.

Exploitant les symétries de la géométrie du broyeur (cf. fig. 1), nous avons simulé l'écoulement dans le domaine illustré sur la fig. 2. Ce domaine est limité par la paroi du broyeur (à droite,  $r/\Delta R=5$ ), la paroi de l'agitateur rotatif (à gauche,  $r/\Delta R=1.4$ ) et deux plans de symétrie (en haut,  $z/\Delta R=1.73$ , en bas,  $z/\Delta R=0$ ). Le disque porté par l'agitateur est matérialisé par le rectangle noir. Physiquement, le domaine choisi a pour dimensions 26 mm de haut et 75 mm pour le rayon interne de la chambre de broyage. Le rayon du disque est de 60 mm. Cette géométrie est similaire à celle utilisée par Theuerkauf J. & Schwedes J. (2000).

La viscosité cinématique est graduellement diminuée et les champs obtenus lorsque les calculs ont convergé servent de conditions initiales pour la simulation suivante. Les figures 2a, 2b et 2c représentent le champ de vitesse et les lignes de courant qui lui sont associées pour des nombres de Reynolds de 90, 180 et 257 qui correspondent respectivement à des viscosités cinématiques du mélange de  $1 \times 10^{-3}$ ,  $5 \times 10^{-4}$  and  $3.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ .

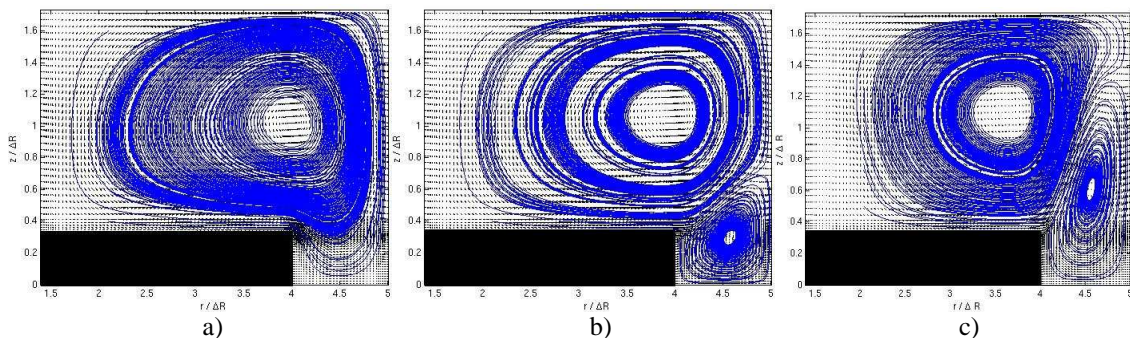


FIG. 2– Courants secondaires dans le plan (r,z) pour les Re croissants 90, 180 et 257.

A très faible Reynolds, l'écoulement est purement tangentiel. Au-delà d'une valeur critique du nombre de Reynolds, des courants secondaires apparaissent dans le plan radial-axial (r,z) à cause de la vitesse tangentielle  $W$  qui génère une instabilité centrifuge à proximité du disque. Cette instabilité est à l'origine du développement du tourbillon toroïdal que l'on peut voir sur la figure 2. Pour donner un ordre de grandeur, la vitesse dans ce vortex atteint 15 % de la vitesse

tangentielle à l'extrémité du disque lorsque  $Re$  vaut 257. L'existence de ces courants secondaires est tout à fait similaire à ceux créés par l'instabilité de Taylor-Couette.

Il est intéressant de noter que l'écoulement est grandement modifié lorsque le nombre de Reynolds augmente (fig. 2a et 2b). On observe deux tourbillons contrarotatifs, l'un localisé dans l'entrefer, et l'autre occupant le reste de l'espace. Lorsque le nombre de Reynolds passe de 180 à 257, le plus petit des tourbillons croît. On sait que ce type d'écoulement peut devenir instable si le nombre de Reynolds augmente encore et osciller dans la direction tangentielle. Mais nous n'avons pas recherché précisément à caractériser ce type de transition, nos simulations axisymétriques forcent le caractère bidimensionnel de l'écoulement.

A la surface du disque, l'effet d'entraînement confère au fluide un mouvement de rotation solide quel que soit le nombre de Reynolds ( $r/\Delta r < 4$ ). Dans l'entrefer par contre, plus  $Re$  est élevé, plus le gradient de vitesse tangentielle est intense à proximité du disque et faible près de la paroi du broyeur. Ceci correspond à une réduction de la couche limite dynamique lorsque l'inertie du fluide augmente. Enfin, on peut noter un début de rotation solide pour  $Re = 257$  et  $Re = 393$  à la paroi de l'agitateur ( $r/\Delta r < 2$ ).

## 2.2 Fluide équivalent non newtonien

Expérimentalement, les suspensions denses couramment rencontrées en broyage en voie humide présentent un comportement viscoplastique (Frances C. & Anne-Archard D. 2004). Il est réaliste de penser que le cisaillement dans le broyeur est suffisant pour que l'on puisse négliger l'existence d'un seuil, et ceci est confirmé par les calculs. Nous avons donc simulé un écoulement de type rhéofluidifiant à l'aide d'une loi puissance d'Ostwald. La loi rhéologique s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\tau = m \dot{\gamma}^n$$

où  $m$  est la consistance,  $n$  l'indice de comportement ( $n=1$  en fluide newtonien) et  $\dot{\gamma}$  le taux de cisaillement. Les figures 3a et 3b illustrent la structure de l'écoulement dans le plan  $(r,z)$  pour  $m$  égal à  $10^{-3}$  ou  $5.10^{-4}$  Pa.s<sup>n</sup> et  $n$  égal à 0.9, ce qui se traduit par des nombres de Reynolds généralisés de 196 et 393 avec :

$$Re = 8^{1-n} \left( \frac{4n}{3n+1} \right)^n \frac{\rho W_{tip}^{2-n} \Delta R^n}{m}$$

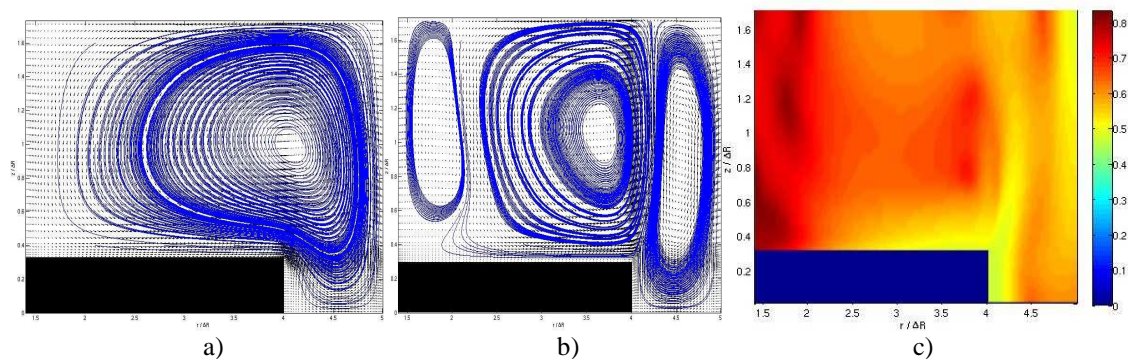


FIG. 3 – Courants secondaires dans le plan  $(r,z)$  pour les  $Re$  croissants 196 (a) et 393 (b) – Champ de viscosité dans le plan  $(r,z)$  pour  $Re = 393$  (c).

La figure 3c représente le champ viscosité sur consistance  $\eta(\dot{\gamma})/m$ , lorsque  $Re = 393$ . Les viscosités varient dans un rapport 1:2 à l'intérieur du domaine et les plus grandes valeurs sont observées près de l'axe d'agitation. A proximité du disque et de la paroi du broyeur, le cisaillement est intense et la viscosité y est par conséquent la plus faible. Cette variation de viscosité près du disque renforce l'instabilité centrifuge visible sur la fig. 3b.



### 2.3 Détermination des conditions de choc

Travaillant avec un fluide équivalent, on peut considérer que les collisions entre billes dans un broyeur ont des intensités proches de celles de paquets de fluides de même diamètre, ayant la même inertie et appartenant soit à une même ligne de courant (choc frontal) soit à deux lignes de courant parallèles (choc oblique). C'est ainsi que nous avons calculé un nombre de Stokes de collision  $St$ , qui est en fait le rapport du temps caractéristique des particules sur celui du fluide, et un nombre de Reynolds  $Re_p$  pour chaque configuration de choc, sachant que la vitesse relative maximale  $\Delta U$  ne dépasse pas 17% de  $W_{tip}$  :

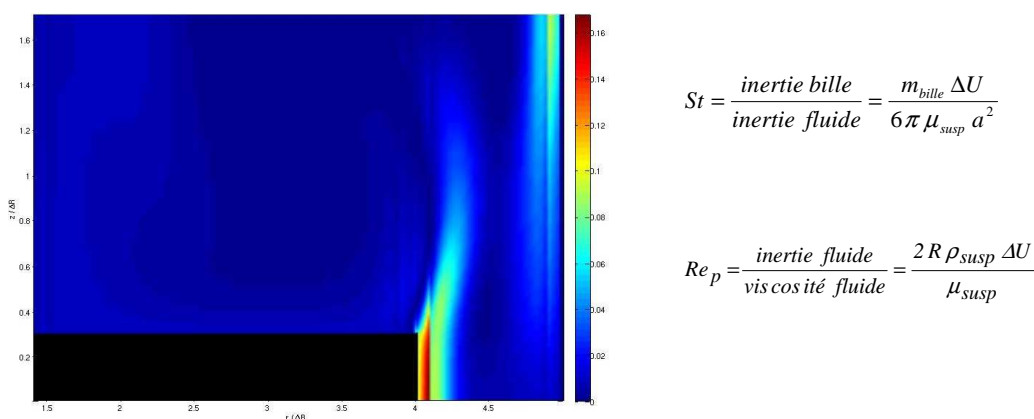


FIG. 4 – Lieu des chocs obliques créés par la vitesse tangentielle  $W$  dans le plan  $(r, \theta)$ .

Nous avons répété cette procédure pour chaque configuration d'écoulement correspondant aux figures 2 et 3. Il s'avère que pour le fluide newtonien (fig. 2), on obtient un nombre de Stokes variant entre 5 et 240, et un nombre de Reynolds entre 10 et 500. On peut donc affirmer que dans le broyeur, il existe des chocs très inertiels et d'autres au contraire où le drainage du fluide va dissiper la majeure partie de l'énergie cinétique des billes. Les valeurs du nombre de Reynolds  $Re_p$  justifient l'utilisation de la simulation numérique pour la simulation d'un choc élémentaire. En effet, il existe des solutions analytiques uniquement pour le régime très visqueux de l'écoulement de Stokes. Il faut noter enfin que les chocs les plus intenses se produisent dans le plan tangentiel  $(r, \theta)$ . La fig. 4 représente la carte de ces chocs les plus intenses pour  $Re = 393$ , à savoir ceux créés par le gradient radial de vitesse tangentielle  $W$ .

### 3 Hydrodynamique lors d'un choc frontal

Nous considérons maintenant deux billes de rayon  $R$  dont les centres sont distants d'une distance  $L$ . Nous allons présenter ici quelques résultats préliminaires. Les deux billes sont fixes mais une vitesse est imposée à leur surface pour simuler un rapprochement frontal (fig. 5a). La figure 5b présente l'évolution de la force exercée sur une des sphères en fonction du Reynolds  $Re_p$  et de la distance entre les billes ( $s = L/R$ ). Cette force est adimensionnée par l'énergie cinétique incidente et ainsi le coefficient de traînée est comparé à la corrélation de Schiller et Nauman valable pour une sphère seule en mouvement dans un fluide au repos jusqu'à un nombre de Reynolds particulière maximal de 800 :

$$C_D = \frac{F_{Bille}}{\frac{1}{2} \rho U^2 \pi R^2} \quad \text{Schiller et Nauman :} \quad C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687})$$

La tendance générale montre que plus les sphères sont éloignées et plus le coefficient de traînée se rapproche de celui d'une sphère isolée. Ceci est vrai tant que  $Re_p < 10$ . Lorsque l'écoulement est très inertiels, les résultats des simulations s'écartent très nettement de la solution sphère isolée.

La figure 5b le confirme en montrant clairement que le coefficient de traînée  $C_D$ , quel que soit l'espacement  $s$ , s'éloigne du  $C_D$  empirique de Schiller et Nauman pour des nombres de Reynolds supérieurs à 10.

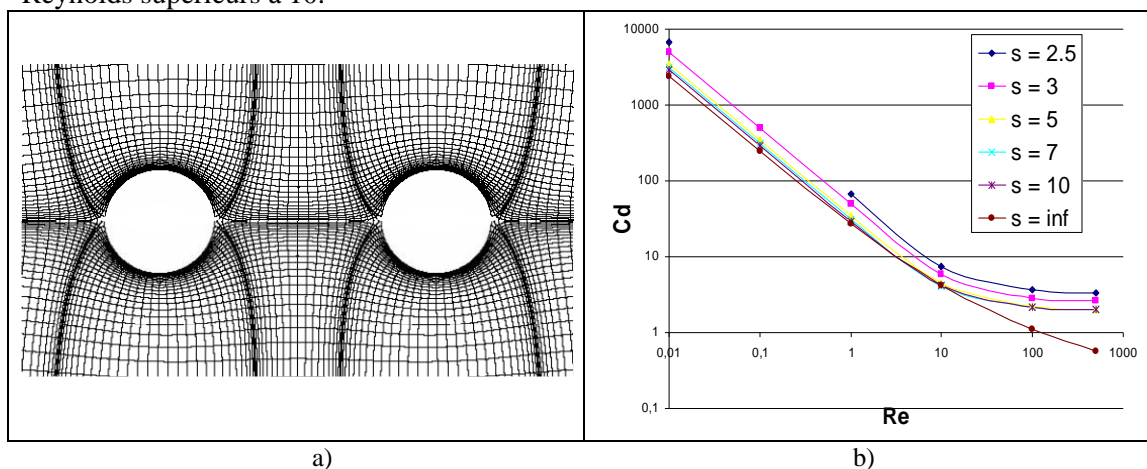


FIG. 5– a : Maillage. b : Evolution du coefficient de traînée adimensionné  $C_D$  comparé à celui de Schiller et Nauman ( $s$  infini) en fonction du nombre de Reynolds .

#### 4 Conclusions

L'étude de l'hydrodynamique globale nous a fourni les paramètres nécessaires à la simulation d'un choc élémentaire. La prise en compte d'une viscosité effective dépendant du taux de cisaillement, donc proche du comportement réel, modifie la structure de l'écoulement dans le broyeur et conduit à une légère augmentation de l'intensité des chocs. Concernant la collision entre deux billes, à faible nombre de Reynolds, les billes se comportent comme des sphères isolées pour des espacement correspondants à  $s$  supérieur à 2.5 tandis qu'à fort nombre de Reynolds, elles exercent l'une sur l'autre une force supérieure à la force de traînée de Schiller et Nauman.

Les perspectives de ce travail vont consister à étudier une collision à partir d'un maillage déformable qui suivra les billes dans leur rapprochement puis à réaliser un suivi lagrangien des particules en suspension durant ce choc entre billes.

#### Remerciements

Ce travail a été soutenu par la structure fédérative FERMaT et par le Ministère délégué à la Recherche (ACI JC 8009).

#### Références

- Legendre D., Magnaudet J. & Mougine G. 2003 Hydrodynamic interactions between two spherical bubbles rising side by side in a viscous liquid. *J. Fluid Mech.* **497**, 133-166
- Theuerkauf J. & Schwedes J. 2000 Investigation of motion in stirred media mills. *Chem Eng. & Tech.* **23** (3) 203-209
- Frances C. & Anne-Archard D. 2004 Propriétés physiques de suspensions denses de particules microniques obtenues par nanobroyage en voie humide. *4<sup>ème</sup> Colloque Sciences et Technologie des poudres 4-6 Mai Compiègne, France. Récents progrès en Génie des Procédés* n° 91, ISBN 2-910239-65-9
- Blecher L. & Schwedes J. 1996, Energy distribution and particle trajectories in a grinding chamber of a stirred ball mill. *Int. J. Min. Process* **44-45**, 617-627
- Kwade A. 1999 Determination of the most important grinding mechanisms in stirred media mills by calculating stress intensity and stress number. *Powder Tech.* **105**, 382-388