

## DEVELOPPEMENT D'UN MODELE DE TURBULENCE POUR MODELISER UN ECOULEMENT VORTEX.

**Bruno REINHARDT <sup>a</sup>, Philippe DUHAMEL <sup>a</sup>, Alain CORDONNIER <sup>a</sup>, Pierre FLORENT <sup>b</sup>**

<sup>a</sup> Centre de Recherches de FCB, bd de l'usine, BP 2047 , 59015 LILLE

<sup>b</sup> LAMIH/LMFE, Le Mont Houy, BP 311, 59304 VALENCIENNES

### 1. INTRODUCTION.

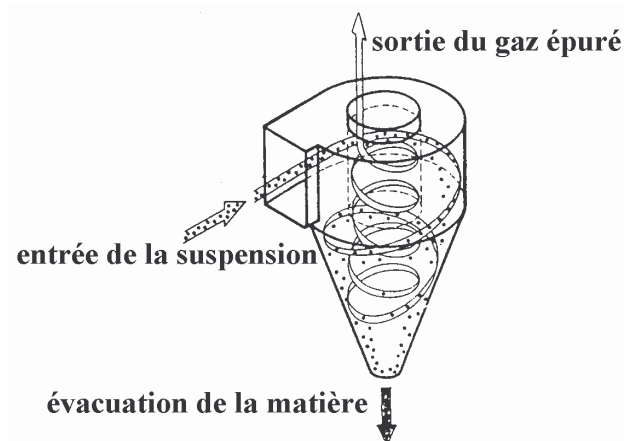
FCB, spécialiste dans les équipements de cimenterie et traitement de minerai, conçoit des séparateurs de type cyclone pour ses ateliers de calcination. Le procédé consiste, entre autres, à préchauffer la matière crue avant son entrée dans le four rotatif ; la matière, mise en suspension dans un gaz chaud (entre 400 et 850°C), est séparée du gaz porteur dans des cyclones. Dans ces derniers, l'écoulement gaz-matière pénètre tangentiellement dans la partie cylindrique où la matière est soumise aux forces centrifuges générées par un vortex (figure 1).

Les cyclones utilisés en cimenterie possèdent un diamètre généralement compris entre quatre et six mètres. Mais les essais sur des cyclones de plus de quatre mètres de diamètre sont difficilement réalisables. Il est donc important d'étudier l'influence de la taille de l'appareil sur le développement du vortex qu'il génère.

La connaissance de cette relation permet ainsi de se limiter à des installations de "petites tailles" et d'étendre les résultats à des configurations plus imposantes.

Il y a quatre ans, l'étude de la structure et des caractéristiques de la suspension dans un cyclone a été entreprise par FCB en collaboration avec le laboratoire de Mécanique des Fluides et Energétique de Valenciennes [1]. Dans cet article, nous présentons d'abord les résultats de caractérisations à vide (c'est-à-dire sans matière) réalisées sur deux cyclones géométriquement homothétiques, de rapport d'échelle 2 (cyclones de 400 et 800 mm de diamètre) afin d'étudier le comportement du vortex.

Parallèlement à l'étude expérimentale, une étude numérique est menée à travers le développement d'un code de calcul, nommé CYCLOP, fruit d'une collaboration européenne. Nous présentons, dans une seconde partie, le code de calcul, les équations régissant l'écoulement du gaz dans le cyclone et les modifications apportées au modèle de turbulence.



**Figure 1:** Fonctionnement d'un cyclone.

## 2. Présentation des résultats expérimentaux.

Les mesures aérodynamiques, lors de deux campagnes, ont été réalisées par anémométrie fil chaud. La caractérisation du vortex est entreprise en explorant des rayons sur toute la hauteur du cyclone, c'est-à-dire dans la volute d'entrée, le corps et la trémie.

Les résultats présentés sont obtenus avec des vitesses débitantes moyennes d'entrée,  $U_0$ , comprises entre 7 et 15 m/s et un gaz, de l'air, à température ambiante (entre 3 et 30°C).

La géométrie du cyclone de 800 mm de diamètre est représentée sur la figure 2.

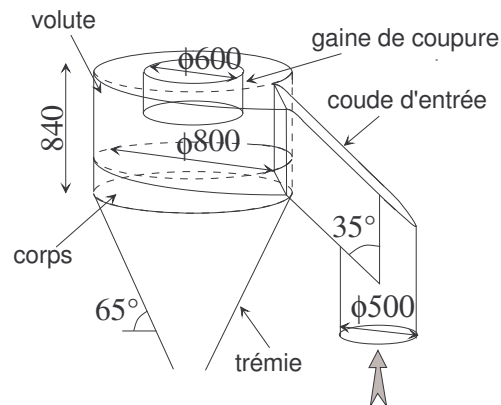


Figure 2: Géométrie du cyclone.

Pour un même cyclone, l'évolution de la vitesse tangentielle adimensionnée par la vitesse moyenne d'entrée en fonction du rayon est non seulement indépendante de la position de mesure (volute d'entrée, corps ou trémie) et de la position angulaire (position autour du cyclone) mais également de la vitesse moyenne d'entrée,  $U_0$ . C'est pourquoi pour chaque configuration, les profils de la vitesse tangentielle adimensionnée par la vitesse moyenne d'entrée, représentés sur les figures 3 et 4, se confondent en une courbe unique.

Dans la suite, le rayon pour lequel la vitesse tangentielle est maximale est appelé "rayon du noyau visqueux" et noté  $R_{nv}$ . Le profil de la vitesse tangentielle se compose de deux domaines : dans le premier, compris entre la paroi et le rayon du noyau visqueux, l'écoulement est irrotationnel tandis que dans le second, compris entre le rayon du noyau visqueux et le centre du vortex, il est rotationnel. Ce dernier domaine est souvent appelé "noyau visqueux" ou écoulement solide.

D'une part, le rayon du noyau visqueux est resté constant et égal à 75 mm (à 5 mm près) pour les cyclones  $\phi 400$  et  $\phi 800$  comme on peut le voir sur la figure 4. Il n'a donc pas suivi l'évolution de la taille de l'appareil. La valeur de ce rayon a également été mise en évidence lors de caractérisations dans des cyclones de géométries différentes, de 500 et 945 mm de diamètre, ainsi que dans une chambre de 1219 mm de diamètre par R.F.Reydon et W.H.Gauvin (1981).

D'autre part, pour l'écoulement irrotationnel ( $R_{nv} < r < \text{paroi}$ ), le rayon du cyclone est la dimension caractéristique puisque les profils sont similaires lorsqu'ils sont représentés en valeurs adimensionnées comme sur la figure 3. De plus, la vitesse tangentielle maximale évolue de 2.8 à 4 fois la vitesse moyenne d'entrée,  $U_0$ , lorsque le diamètre du cyclone passe de 400 à 800 mm de diamètre.

Dans la littérature, l'invariance du rayon du noyau visqueux avec la taille de l'appareil n'a jamais été observée car la plupart des études ont été réalisées avec des cyclones de faibles diamètres (de l'ordre de 100 mm) dans lesquels le développement du vortex n'est pas régie par les mêmes règles.

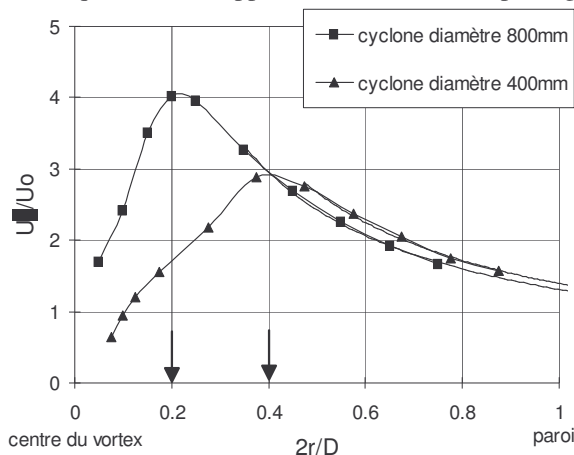


Figure 3: Profil de la vitesse tangentielle en valeurs adimensionnées.

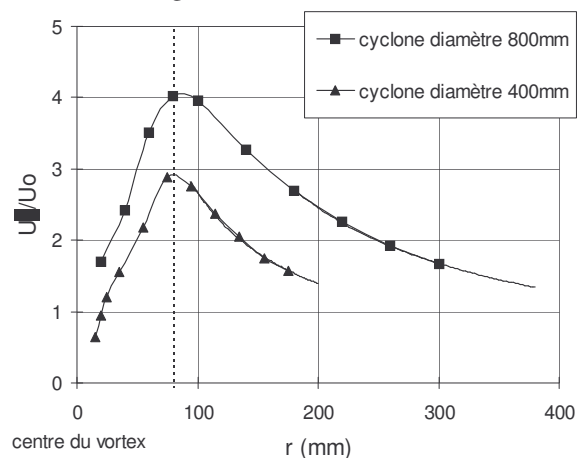


Figure 4: Profil de la vitesse tangentielle en fonction de la position radiale.

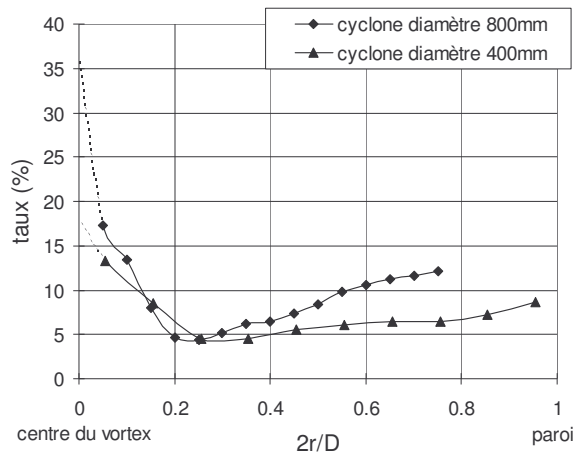


Figure 5: Profil du taux de turbulence.

Pour chacun des deux cyclones, les profils du taux de turbulence, représentés sur la figure 5, ne dépendent pas de la vitesse moyenne d'entrée et très peu de la position de mesure. De plus, les profils obtenus sont semblables d'une échelle de cyclone à l'autre. Le taux vaut, près de la paroi, 8% pour  $\phi 400$ , 12% pour  $\phi 800$  et 5 à 10% dans le cyclone. Le maximum de turbulence se trouve au centre du cyclone avec des valeurs supérieures à 20%.

### 3. Simulation numérique.

L'étude numérique a débuté en 1992 par l'acquisition d'un code de calcul, CYCLOP dérivé de FLUENT, dont la validation n'avait, jusque là, été réalisée que sur des petites tailles de cyclone (140 mm de diamètre).

Dans cette partie, l'architecture du code de calcul, le système de coordonnées et les équations utilisées sont présentés. Le résultat des simulations des écoulements dans les cyclones de 400 et 800 mm de diamètre sera ensuite exposé et commenté. Enfin, l'utilisation des résultats expérimentaux permettra une modification du modèle de turbulence pour prendre correctement en compte l'effet d'échelle sur le développement du vortex.

#### 3.1. Code de calcul.

CYCLOP est un code de calcul, utilisant la méthode des volumes finis, qui permet d'étudier des écoulements turbulents, visqueux, incompressibles, bidimensionnels et axisymétriques grâce à l'utilisation d'une condition de symétrie.

L'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equation) est utilisé pour la résolution du système composé des équations de Navier-Stokes et de fermetures K- $\epsilon$  ou RSM (Reynolds Stress Model). Une approche collocative permet d'éviter des fluctuations non-physiques de la pression sans décalage des cellules, en utilisant un schéma d'interpolation des moments. Toutes les variables sont alors définies aux centres des cellules. Le maillage est structuré et curviligne non orthogonal.

#### 3.2. Repère utilisé.

Le repère utilisé, représenté sur la figure 6, est cylindrique.

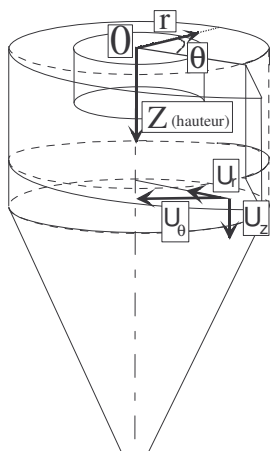


Figure 6: Système de coordonnées cylindriques.

La position est repérée par Z (hauteur par rapport au toit du cyclone), r (rayon par rapport à l'axe du cyclone) et  $\theta$  (angle dans le plan horizontal).

La vitesse se décompose en trois composantes:  $U_\theta$ , la vitesse tangentielle,  $U_z$ , la vitesse axiale et  $U_r$ , la vitesse radiale.

En ce qui concerne les ordres de grandeur, il est possible d'écrire :  $U_r \ll U_z$

$U_\theta \gg U_z$  sauf au centre du cyclone.

#### 3.3. Equations adimensionnées.

On modélise le développement du vortex à l'aide des équations de Navier-Stokes et des deux équations de fermeture K et  $\epsilon$  (exprimées dans le repère cylindrique).

Le système de grandeurs primaires suivant :  $U_0$  (vitesse d'entrée),  $D$  (diamètre du cyclone) et  $\rho$  (masse volumique du gaz), permet d'obtenir les grandeurs adimensionnées :

$$V_\theta = U_\theta / U_0, V_z = U_z / U_0, V_r = U_r / U_0, R=r/D, Z=z/D, P=p/\rho U_0^2, k=K/ U_0^2 \text{ et } \varepsilon=\varepsilon D/ U_0^3,$$

ainsi que les équations sans dimension suivantes en posant  $\mu'_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$  :

#### Conservation de la masse

$$\frac{\partial V_z}{\partial Z} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial(RV_r)}{\partial R} = 0 \quad (\text{éq 1})$$

#### Equations du mouvement

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_z^2}{\partial Z} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial(RV_r V_z)}{\partial R} = & -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{\text{Re}} \cdot \left[ \frac{\partial}{\partial Z} \left( 2 \cdot \frac{\partial V_z}{\partial Z} \right) + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left[ R \left( \frac{\partial V_z}{\partial R} + \frac{\partial V_r}{\partial Z} \right) \right] \right] \\ & + \left[ \frac{\partial}{\partial Z} \left( 2\mu'_t \frac{\partial V_z}{\partial Z} \right) + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left[ R \cdot \mu'_t \cdot \left( \frac{\partial V_z}{\partial R} + \frac{\partial V_r}{\partial Z} \right) \right] \right] \end{aligned} \quad (\text{éq 2})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_z V_r}{\partial Z} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial(RV_r^2)}{\partial R} = & -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{\text{Re}} \cdot \left[ \frac{\partial}{\partial Z} \left[ \frac{\partial V_r}{\partial Z} + \frac{\partial V_z}{\partial R} \right] + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left[ 2 \cdot R \left( \frac{\partial V_r}{\partial R} \right) \right] - 2 \cdot \frac{V_r}{R^2} \right] \\ & + \left[ \frac{\partial}{\partial Z} \left[ \mu'_t \left( \frac{\partial V_r}{\partial Z} + \frac{\partial V_z}{\partial R} \right) \right] + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left[ 2 \cdot R \cdot \mu'_t \cdot \frac{\partial V_r}{\partial R} \right] - 2 \cdot \mu'_t \cdot \frac{V_r}{R^2} \right] \end{aligned} \quad (\text{éq 3})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_z V_\theta}{\partial Z} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial(RV_r V_\theta)}{\partial R} = & \frac{1}{\text{Re}} \cdot \left[ \frac{\partial^2 V_\theta}{\partial Z^2} + \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left[ R^3 \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{V_\theta}{R} \right) \right] \right] \\ & + \left[ \frac{\partial}{\partial Z} \left[ \mu'_t \frac{\partial V_\theta}{\partial Z} \right] + \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left[ R^3 \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left( \mu'_t \frac{V_\theta}{R} \right) \right] \right] \end{aligned} \quad (\text{éq 4})$$

Le terme  $\text{Re}$  représente le nombre de Reynolds défini par :  $\text{Re} = \frac{\rho U_0 D}{\mu}$ .

#### Energie cinétique de turbulence

$$\begin{aligned} \frac{\partial(V_z k)}{\partial Z} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} (RV_r k) = & \frac{1}{\text{Re}} \cdot \frac{1}{\sigma_k} \cdot \left[ \frac{\partial^2 k}{\partial Z^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left( R \cdot \frac{\partial k}{\partial R} \right) \right] \\ & + \frac{1}{\sigma_k} \left[ \frac{\partial}{\partial Z} \left( \mu'_t \cdot \frac{\partial k}{\partial Z} \right) + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left( R \cdot \mu'_t \cdot \frac{\partial k}{\partial R} \right) \right] + \mu'_t \cdot G - \varepsilon' \end{aligned} \quad (\text{éq 5})$$

#### Dissipation turbulente

$$\begin{aligned} \frac{\partial(V_z \varepsilon')}{\partial Z} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} (RV_r \varepsilon') = & \frac{1}{\text{Re}} \cdot \frac{1}{\sigma_\varepsilon} \cdot \left[ \frac{\partial^2 \varepsilon'}{\partial Z^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left( R \cdot \frac{\partial \varepsilon'}{\partial R} \right) \right] \\ & + \frac{1}{\sigma_\varepsilon} \left[ \frac{\partial}{\partial Z} \left( \mu'_t \cdot \frac{\partial \varepsilon'}{\partial Z} \right) + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left( R \cdot \mu'_t \cdot \frac{\partial \varepsilon'}{\partial R} \right) \right] + \frac{\varepsilon'}{K} (C_1 \cdot \mu'_t \cdot G - C_2 \cdot \varepsilon') \end{aligned} \quad (\text{éq 6})$$

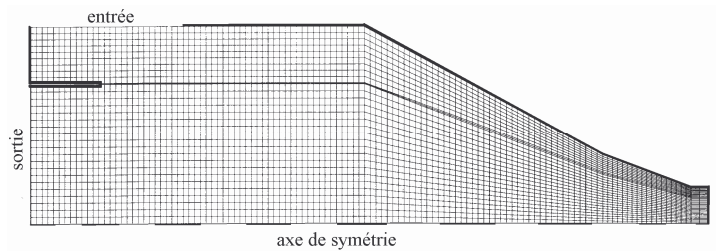
$$\text{avec } G = \left( 2 \cdot \left( \left( \frac{V_r}{R} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_r}{\partial R} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_z}{\partial Z} \right)^2 \right) + \left( \frac{\partial V_z}{\partial R} + \frac{\partial V_r}{\partial Z} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_\theta}{\partial Z} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_\theta}{\partial R} - \frac{V_\theta}{R} \right)^2 \right)$$

Pour l'aérodynamique à vide, seul le paramètre  $\text{Re}$  apparaît. Mais dans notre cas, la viscosité turbulente est très supérieure à la viscosité moléculaire du fluide (environ 100 à 1000 fois plus importante) de sorte que le nombre de Reynolds ne présente que très peu d'influence.

### 3.4. Résultats de la simulation.

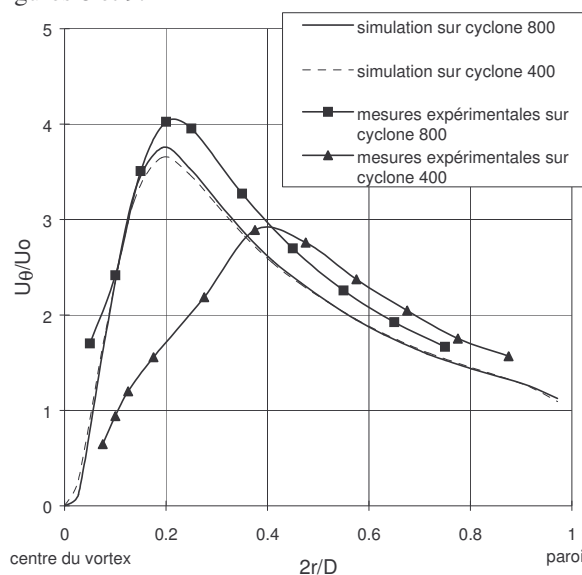
Pour vérifier que le nombre de Reynolds n'est pas, dans notre cas, un paramètre d'influence significative sur le développement du vortex, deux calculs ont été réalisés avec les deux géométries de cyclones homothétiques de rapport 2.

Le maillage utilisé contient 123x33 cellules représentées sur la figure 7, soit une taille maximale de  $7 \times 6 \text{ mm}^2$  pour le cyclone de 400 mm et  $14 \times 12 \text{ mm}^2$  pour celui de 800 mm.

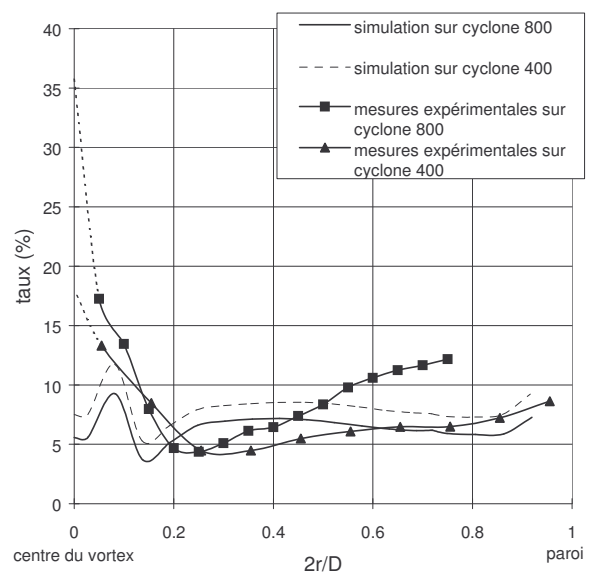


**Figure 7:** maillage du cyclone dans un plan radial.

Les conditions d'entrée du fluide sont celles évaluées expérimentalement (profils de la vitesse débitante et du taux de turbulence). Les calculs ont été menés avec les coefficients suivants du modèle K- $\epsilon$  :  $C1=1.92$ ,  $C2=1.92$  et  $C\mu=0.09$ . Les évolutions de la vitesse tangentielle et du taux de turbulence sont représentés sur les figures 8 et 9.



**Figure 8:** Profil de la vitesse tangentielle en valeurs adimensionnées.



**Figure 9:** Profil du taux de turbulence.

Les profils de la vitesse tangentielle, adimensionnée par la vitesse moyenne d'entrée, et du taux de turbulence, en fonction du rayon, adimensionné par le rayon du cyclone, sont pratiquement confondus et indépendants de la vitesse moyenne d'entrée pour les deux configurations.

Dans le domaine où l'écoulement est irrotationnel, la simulation donne des résultats conformes à ceux obtenus expérimentalement : profils semblables du rapport  $U_\theta/U_0$  et du taux de turbulence. Par contre, le rayon du noyau visqueux a suivi l'évolution de l'échelle du cyclone puisque sa valeur adimensionnée,  $2R_{nv}/D$ , est restée constante (figure 8).

En utilisant les équations de Navier-Stokes avec les deux équations de fermeture K et  $\epsilon$ , les écoulements dans les deux cyclones homothétiques, sont en parfaite similitude. Expérimentalement, les conclusions sont totalement différentes puisque le rayon du noyau visqueux est resté inchangé. Le modèle de turbulence doit être modifié pour reproduire l'invariance de ce paramètre.

### 3.5. Modification du modèle de turbulence.

Pour valider leurs simulations numériques, de nombreux auteurs ont entrepris de modifier le modèle K- $\epsilon$  en construisant des coefficients de correction s'appliquant à  $C1$ ,  $C2$  (M.A.LESCHZINER et W.RODI (1984)), et  $C\mu$  (B.E.LAUNDER et B.I.SHARMA (1974)), coefficients intervenant dans l'équation de la dissipation turbulente. Mais ces corrections ne peuvent en aucun cas résoudre le problème présent puisque leur adimensionnement ne laisse apparaître aucun paramètre nouveau.

L'idée présentée ici est de remplacer l'équation en  $\epsilon$  par la construction d'une longueur caractéristique  $l$ , sur la base du modèle de Prandtl-Kolmogorov. La viscosité turbulente s'écrit, dans ce cas :

$$\mu_t = \frac{C_\mu}{C} \rho K^{\frac{1}{2}} l \quad \text{où } C \text{ représente une nouvelle constante.} \quad (\text{éq 7})$$

L'équation en K reste inchangée mais  $\varepsilon$  est évaluée par:  $\varepsilon = \frac{CK^{\frac{3}{2}}}{l}$  (éq 8)

Cette longueur  $l$  est construite grâce aux résultats expérimentaux. On définit alors deux échelles différentes à l'intérieur et à l'extérieur du noyau visqueux : Si  $l$  prend une valeur égale à une longueur caractéristique  $l_0$  lorsque  $r$  est inférieur à  $R_{nv}$  et au rayon du cyclone lorsque  $r$  est supérieur à  $R_{nv}$ , la construction de la "double échelle" est réalisée.

En effet, avec cette formulation de la dissipation turbulente, l'équation adimensionnée de l'énergie cinétique de turbulence  $K$  s'écrit:

$$\frac{\partial(V_z k)}{\partial Z} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} (R V_r k) = \frac{1}{Re} \cdot \frac{1}{\sigma_k} \left[ \frac{\partial^2 k}{\partial Z^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left( R \cdot \frac{\partial k}{\partial R} \right) \right] + \frac{1}{\sigma_k} \left[ \frac{\partial}{\partial Z} \left( \mu'_t \cdot \frac{\partial k}{\partial Z} \right) + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left( R \cdot \mu'_t \cdot \frac{\partial k}{\partial R} \right) \right] + \mu'_t \cdot G - C \frac{D}{l} k^{\frac{3}{2}} \quad (\text{éq 10})$$

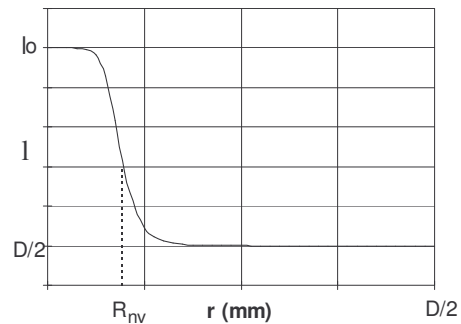
Le fait que le paramètre  $D/l$  prenne deux valeurs différentes, selon le domaine considéré, permet de casser la similitude géométrique.

Pour des raisons de stabilité de calcul,  $l$  sera une fonction de  $r$ , ne présentant pas de discontinuité, qui peut s'écrire:

$$l = \frac{l_0 - \frac{D}{2}}{1 + \left( \frac{r}{R_{nv}} \right)^\alpha} + \frac{D}{2} \quad (\text{éq 9})$$

où  $\alpha$  est une constante et  $R_{nv}$  le rayon du noyau visqueux. La figure 10 en donne la représentation.

$l$  prend donc la valeur de  $D/2$  lorsque  $r \gg R_{nv}$  et  $l_0$  lorsque  $r \ll R_{nv}$ .



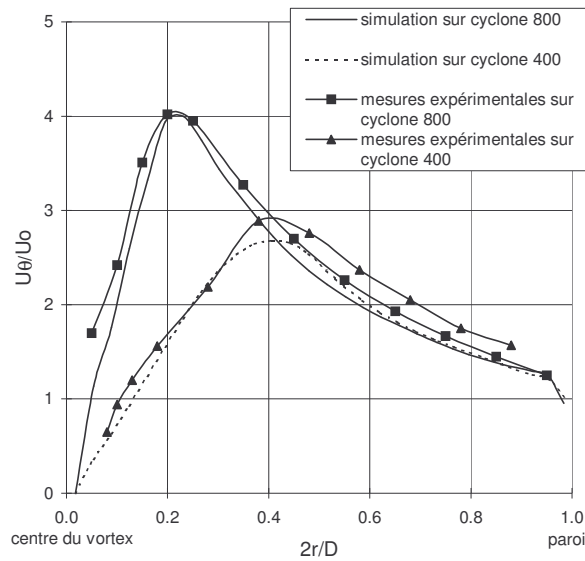
**Figure 10:** Evolution de la longueur  $l$ .

La formulation de la viscosité turbulente de Prandtl-Kolmogorov s'écrit:  $\mu_t = \rho \sqrt{K} l_{PK}$  où la grandeur  $l_{PK}$  caractérise l'échelle de turbulence. On peut écrire dans notre cas :  $l_{PK} = \frac{C_\mu}{C} l$ . Le taux de turbulence mesuré dans le noyau visqueux étant très supérieur à celui à l'extérieur, l'échelle de turbulence,  $l_{PK}$ , doit suivre la même évolution. A l'aide de ces considérations et des profils expérimentaux, les coefficients du nouveau modèle ont été déterminés. Leurs valeurs sont :  $l_0 = 40 R_{nv}$ ,  $C = 125$  et  $\alpha = 8$ . Ainsi l'échelle de turbulence  $l_{PK}$  vaut  $2 \cdot 10^{-3} m$  dans le noyau visqueux contre  $2 \cdot 10^{-4}$  dans le domaine où l'écoulement est irrotationnel.

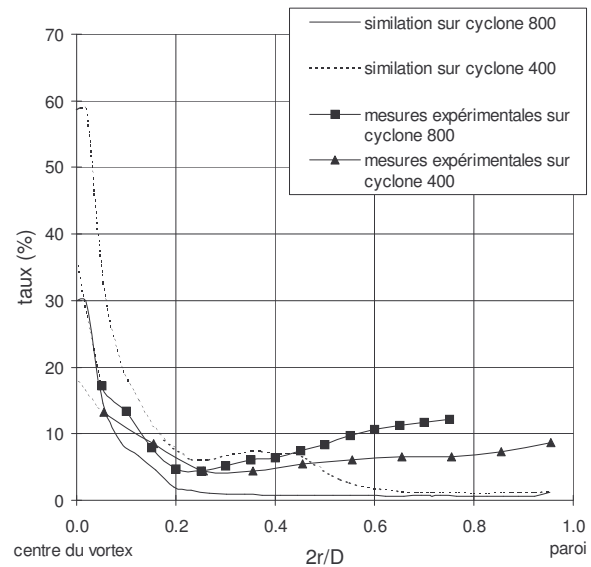
Les simulations des écoulements dans les cyclones  $\phi 400$  et  $\phi 800$  sont présentées sur les figures 11 et 12.

La nouvelle formulation du modèle de turbulence permet donc de reproduire convenablement l'évolution de la vitesse tangentielle avec l'échelle du cyclone (figure 11). En effet, le rayon du noyau visqueux ne suit plus l'évolution de la taille de l'appareil, reste constant et égal à 75 mm et les profils obtenus dans la partie irrotationnelle sont identiques d'un cyclone à l'autre.

Par contre la viscosité turbulente du fluide, pour l'écoulement irrotationnel, est du même ordre de grandeur que la viscosité moléculaire. Les profils aérodynamiques sont donc plus sensibles aux conditions d'entrée du fluide, le nombre de Reynolds n'étant plus alors un paramètre négligeable dans les équations 1 à 5. Le taux de turbulence, représenté sur la figure 12, dans le domaine où l'écoulement est irrotationnel, est donc très faible. Par contre il est conforme aux résultats expérimentaux dans le noyau visqueux.



**Figure 11:** Profil de la vitesse tangentielle en valeurs adimensionnées.



**Figure 12:** Profil du taux de turbulence.

Chaque modèle a donc un domaine de validité différent :  $r \in [R_{nv}, D/2]$  pour K- $\epsilon$  où l'écoulement est irrotationnel et  $r \in [0, R_{nv}]$  pour le modèle de Prandtl-Kolmogorov, où l'écoulement est rotationnel.

#### 4. Conclusions.

Classiquement, le profil de la vitesse tangentielle se compose de deux domaines : dans le premier, compris entre le centre du vortex et le rayon du noyau visqueux,  $R_{nv}$ , l'écoulement est rotationnel et dans le second, compris entre le rayon du noyau visqueux et la paroi du cyclone, il est irrotationnel. Des caractérisations à vide réalisées dans des cyclones homothétiques de 400 et 800 mm de diamètre ont permis de montrer que le rayon du noyau visqueux reste constant et égal à  $75\text{mm} \pm 5\text{mm}$ . Cette valeur, qui ne suit pas l'augmentation d'échelle de l'appareil, est également mesurée dans des cyclones de géométries différentes. De plus, les profils de la vitesse tangentielle adimensionnée par la vitesse moyenne d'entrée sont indépendants de la vitesse moyenne d'entrée et identiques pour les deux tailles de cyclone pour  $r \in [R_{nv}, D/2]$ , c'est-à-dire dans le domaine où l'écoulement est irrotationnel.

La simulation numérique de l'écoulement utilise les équations de Navier-Stokes avec les deux équations de fermeture K et  $\epsilon$ . La seule dimension intervenant dans les paramètres adimensionnés étant le diamètre du cyclone, ce type d'équations convient parfaitement à la similitude géométrique. L'invariance du rayon du noyau visqueux n'est donc pas reproduite, par contre les profils de la vitesse tangentielle et du taux de turbulence pour  $r > R_{nv}$  dans les deux appareils sont en accord avec les résultats expérimentaux.

La construction d'une longueur, sur le modèle de Prandtl-Kolmogorov, conforme aux caractéristiques de l'écoulement mises en évidence expérimentalement permet, en cassant la similitude géométrique, de reproduire convenablement le profil de la vitesse tangentielle dans les cyclones de 400 et 800 mm de diamètre et notamment l'invariance du rayon du noyau visqueux. La superposition des profils de la vitesse tangentielle adimensionnée par la vitesse moyenne d'entrée dans le domaine irrotationnel de l'écoulement est également obtenue.

Par contre, à l'extérieur du noyau visqueux, la viscosité turbulente devient du même ordre de grandeur que la viscosité moléculaire du fluide. Alors que le taux de turbulence obtenu pour  $r \in [R_{nv}, D/2]$ , où l'écoulement est irrotationnel, est correctement simulé avec les équations K- $\epsilon$ , c'est dans le noyau visqueux, où l'écoulement est rotationnel, que la nouvelle formulation de la dissipation turbulente donne de bons résultats. Les deux modèles ont donc chacun un domaine de validité propre qui dépend de la nature même de l'écoulement (irrotationnel ou rotationnel).

## Références.

- B.REINHARDT, "Compréhension et évaluation du comportement des suspensions gaz-solide à forte charge dans les techniques de séparation aéraulique", Doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 1996.
- R.F.REYDON et W.H.GAUVIN, "Theoretical and experimental studies of confined vortex flow", The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol 59, February 1981.
- M.A.LESCHZINER et W.RODI, "Computation of strongly axisymmetric free jet", AIAA Journal, Vol 22, n°12, pp 1742-1747, December 1984.
- B.E.LAUNDER et B.I.SHARMA, "Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc", Letters in Heat and Mass Transfer, Vol 1, pp 131-138, 1974.