Les Cahiers de Rhéologie Volume VIII, Numéro 2 décembre 1989 Edités par: Le Groupe Français de Rhéologie

Les Cahiers de Rhéologie

COMITE DE REDACTION

Secrétariat:

O. SCRIVENER

I.M.F.S. 2, rue Boussingault 67083 STRASBOURG

COMITE SCIENTIFIQUE

G.Antonini D.Bourgoin R.Gaudu P.Habib C.Huet T.E.R.Jones I.Krieger J-L.Lataillade B. Launay M. Lebouche J.Lemaitre D.Lhuilier M. Lucius P.Papon J.M.Pierrard D'.Quemada K.Walters J.D.Weber C.Wolff S.Zahorski J.Zarka

GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE

Président: D. BOURGOIN Trésorier: D. GEIGER

Secrétaire: R. GAUDU I.M.F.T. Avenue du Professeur Camille Soula 31400 TOULOUSE Tel: 61.28.58.96

SOUSCRIPTION AUX CAHIERS ET ABONNEMENTS

Les Cahiers paraissent deux à trois fois par an.

Les membres du G.F.R. les recoivent gratuitement. Les non membres peuvent obtenir les numéros des Cahiers en s'adressant au Secrétariat du Groupe moyennant une participation aux frais.

PUBLICITE

Les Cahiers de Rhéologie sont ouverts aux annonces commerciales. Seules peuvent être acceptées les annonces ayant un lien avec la rhéologie. Il sera demandé aux annonceurs une participation aux frais de réalisation des cahiers.

Pour tous renseignements s'adresser au Secrétariat du Comité de Rédaction ou au Secrétariat du GFR.

CONSIGNES AUX AUTEURS

1.Généralités

En vue de publication dans Les Cahiers de Chielogie le Comité de rédaction souhaite recevoir des articles dans tous les domaines de la rhéologie théorique et expérimentale des solides et des fluides. Des résultats de recherche dans ces domaines ou dans des domaines voisins mais faisant appel à la rhéologie seront pris en considération de même que les contributions d'auteurs pourtant sur l'"état de l'art" dans l'un ou l'autre des domaines de la rhéologie.

La langue officielle du Journal *Les Cahiers de Rhéologie* est le français mais des articles en anglais pourront être acceptés. Les auteurs soumettant des articles doivent s'assurer qu'ils n'ont pas été publiés par ailleurs ou soumis à un autre journal. Les articles sont soumis à l'approbation d'un Comité de Lecture. Il peut être demandé à un auteur de réviser son article en fonction des remarques des rapporteurs. La décision finale de publication appartient au Comité de Rédaction.

2.Soumission des articles

Les articles étant reproduits directement à partir de l'original envoyé par les auteurs il est nécessaire que le plus grand soin soit apporté à la présentation de ces articles et que les auteurs respectent scrupuleusement les instructions ci-dessous.

Le manuscrit original et 2 copies de chaque article doivent être envoyés à l'adresse du Secrétariat du Comité de Rédaction.

La frappe doit être faite, si possible, en caractère ELITE 12, avec un double interligne. Une machine équipée d'un ruban carbonne est recommandée. Les textes réalisés en traitement de texte sont acceptés sous réserve que la frappe soit effectuée avec une imprimante de très bonne qualité: qualité courrier, imprimante Laser. Une marge de 25 mm doit être laissée autour de la feuille.

Le manuscrit doit comprendre:

- Le titre en majuscules centré en haut de page à 35 mm du bord supérieur de la feuille,

- deux lignes en dessous, centrés, le nom du ou des auteurs, suivis, à la ligne suivante de leur appartenance,

- cinq lignes en dessous, un résumé en français suivi d'un résumé en anglais, chacun de 5 lignes au maximum. L'ordre sera inversé pour un article anglais.

- l'introduction de l'article suivie du texte,
- les conclusions,
- si nécessaire, la liste des notations et symboles,
- une liste de références bibliographiques complètes.

Une liste de 5 <u>Mots Clé</u> devra figurer sur la dernière page, après l'article et avant les figures si celles-ci ne sont pas incluses dans le texte. La longueur normale du texte ne devrait pas dépasser 15 pages au format A4, y compris les résumés, les formules et les illustrations et la bibliographie. Cetains articles plus longs pourront être acceptés si le sujet le justifie et sous réserve de l'accord préalable du Comité de Rédaction.Des articles plus court, éventuellement sous forme de "notes", seront également les bienvenus. Les figures doivent être fixées de préférence en place dans le texte ou éventuellement en fin d'article. Les photos doivent être évitées dans la mesure du possible.

Les auteurs peuvent obtenir un modèle de présentation.

EDITORIAL

Avec ce deuxième numéro du volume VIII des Cahiers de Rhéologie, s'achève l'année 1989. Le pari de faire paraître au moins trois Cahiers par an est perdu et encore plus grave, aucun autre article n'a été soumis au Comité de Rédaction pour un futur numéro. Il faut se rendre à l'évidence que les Membres du Groupe Français de Rhéologie ne croient plus ou pas encore à une renaissance de leur Journal.

Nous vous demandons donc de nous aider-à maintenir votre Revue en vie. Pour celà, vous devez, <u>de toute urgence</u>, nous soumettre des articles.

MEMBRES DU GFR CET EDITORIAL VOUS CONCERNE

LISEZ LE

Le Comité de Rédaction

Les Cahiers de Rhéologie

SOMMAIRE DU VOLUME VIII NUMERO 2

décembre 1989

ARTICLES

Pages

L'effet de la concentration en particules sphériques rigides sur la vitesse angulaire critique dans l'écoulement de Couette-Taylor	
par B. NSOM EYENGA, R. HOCQUART, J-P. DECRUPPE	73
Etude de l'écoulement d'un fluide d'Oldroyd "B" dans un rétrécissement	
par D. ANNE-ARCHARD, R. GAUDU	89
Vitesses moyennes de chute de particules sphériques dans une solution de polymères.	
par J-Ph. ANDRIEU, O. SCRIVENER, H. REITZER	105
Champ de contraintes dans les silos métalliques:Etude comparative des pressions sur les parois	
par A. KHELIL, J.C.ROTH	115
Classification générale des anomalies de Viscosité	
par X. FAUREL	133

FORUM

Propositions de termes et définitions pour le Dictionnaire de Rhéologie.

par X. FAUREL	14	49
---------------	----	----

ISSN 0373-5699

Les Cahiers de Rhéologie

Volume VIII, numéro 2, décembre 1989

EFFET DE LA CONCENTRATION EN PARTICULES SPHERIQUES RIGIDES SUR LA VITESSE ANGULAIRE CRITIQUE DANS L'ECOULEMENT DE COUETTE-TAYLOR

par par

R. HOCQUART*, B. NSOM EYENGA**, J-P. DECRUPPE**

* Université Louis Pasteur - STRASBOURG
 ** Laboratoire de Physique des Polymères - METZ

ABSTRACT

In this paper we propose a theoretical approach of the Laminar to Taylor vortex transition for the flow of spherical rigid particles suspensions in the gap of a two coaxial rotating cylinders viscosimeter.

A substructure model is used and equations of motion (conservation of mass, linear momentum and spin) of the substructures are written.

Resolution of these equations, together with appropriate boundary conditions for the model brings to an analytical law of the variation of the critical angular velocity of the inner cylinder with concentration of particles.

It is shown that the critical angular velocity increases with the concentration and remains allways higher than for a Newtonian fluid of equivalent viscosity.

INTRODUCTION

LANDAU [1, 2] a fait une intéressante approche de l'explication de l'apparition de la turbulence. Il attribue ce phénomène à une succession de modes d'instabilité, due à l'amplification de petites perturbations dans l'écoulement.

Ce schéma peut être mis en évidence dans:

- les mouvements convectifs (le problème de Rayleigh-Bénard) générés dans une couche horizontale de fluide d'épaisseur donnée soumise à la gravité et à un gradient de température vertical et orienté vers le bas [3],

- les mouvements rotatifs, dans l'entrefer de diverses géométries concentriques: sphères [4, 5], cônes [6], ellipsoïdes [7].

Le cas des géométries cylindriques où le cylindre intérieur est en mouvement et le cylindre extérieur fixe, connu sous le nom d'écoulement de Couette-Taylor (figure 1) a donné lieu a de nombreuses études théoriques et expérimentales depuis plus de 60 ans. Dans ces études les auteurs étudient l'apparition des instabilités et de la turbulence dans le cas de fluides homogènes. Dans un tel écoulement le processus selon lequel l'écoulement perd sa structure laminaire se développe par l'intermédiaire de bifurcations [21]. Partant de l'écoulement laminaire, lorsque la vitesse angulaire Ω croit progressivement et dépasse légèrement une valeur critique Ω_c une rupture symétrique de l'écoulement apparait le long des axes des cylindres. L'écoulement développe une structure cellulaire (vortex de Taylor) stable et axisymétrique mais dont les cellules successives sont contre rotatives. Lorsque Ω atteint une deuxième valeur critique, les cellules précédentes sont perturbées par des ondes circonférentielles. On peut considérer que l'écoulement reste laminaire et temporellement périodique mais qu'il a subi une rupture, azimutale et temporelle, de symétrie. La poursuite de l'accroissement de la vitesse angulaire conduit à d'autre bifurcations avant d'atteindre rapidement le régime turbulent.

Certaines études des écoulements de Couette-Taylor, en liaison avec l'étude de la réduction de frottement, se sont intéressées au cas des solutions diluées de polymères [8] mais le caractère nonnewtonien de la solution [9] et la dépendance des résultats expérimentaux au couple solvant-additif rend difficile l'établissement et la généralisation d'une solution théorique.

La présente étude tente de prendre en compte les effets éventuels résultant de la présence de particules dans l'écoulement. En effet, ce type d'écoulement se rencontrant aussi bien dans des phénomènes naturels (météorologie ..) ou dans des procédés industriels (aéronautique, industrie agro-alimentaire ..) [10, 11] il nous a paru intéressant de tenter de mettre en évidence les effets de ces particules solides sur les apparition des instabilités. Néanmoins, compte tenu de la difficulté du problème, il a été nécessaire de se limiter au cas de particules sphériques rigides.

Le mouvement des particules est gouverné par les équations usuelles de la conservation et le problème se ramène à la détermination des lois rhéologiques qui peuvent être introduites dans ces équations. Alors que la majorité des auteurs considère que les suspensions conservent un caractère newtonien lorsque la fraction volumique du solide dispersé ne dépasse pas 0,40 [12] une grande divergence existe quant à la forme de la loi rhéologique lorsque la loi d'EINSTEIN [13] n'est plus applicable (c > 0,01). Certains auteurs proposent d'utiliser une relation polynomiale pour représenter la viscosité relative μ r:

$$\mu r = 1 + k_1 c + k_2 c^2 + k_3 c^3 + \dots$$
(1)

où la constante ki est celle de la relation d'Einstein (ki= 2,5). Certaines des valeurs proposées dans la littérature pour les coefficients ki figurent dans le tableau 1. Pour le calcul de la viscosité de tous les écoulements de particules rigides, ALLEN et al. [18, 19 et 20] proposent un modèle substructurel et l'appliquent au cas d'un écoulement laminaire. Leurs résultats sont en bon accord avec les expériences de VAND [22].

Dans ce travail, nous avons développé le travail d'ALLEN en l'appliquant au cas des écoulements de tourbillons de Taylor en restant dans l'approximation de l'entrefer étroit afin de déterminer les effets de la concentration en particules sur la vitesse angulaire critique Ωc . Après une présentation du modèle d'ALLEN, nous établissons les équations qui gouvernent l'écoulement de la suspension après l'apparition de la transition. La résolution de ces équations conduit à une relation analytique décrivant la variation de la vitesse angulaire critique avec la concentration. Cette loi est ensuite comparée aux résultats expérimentaux.

1. MODELE SUBSTRUCTUREL D'ALLEN et al.

Dans ce modèle, chaque point de la suspension est associé avec un ensemble de 3 vecteurs da ($\alpha = 1, 2, 3$) et soit d^g le vecteur réciproque de d^a, par exemple:

$$da \cdot d\beta = \delta a$$
 (2)

Si nous définissons le produit scalaire Dag par:

$$D_{\alpha\beta} = d_{\alpha} \cdot d^{\beta} = (g_{k} \cdot d^{k}) \cdot (g_{m} \cdot d_{\beta}) \quad (3)$$

où les gr sont les vecteurs de base dans un système de coordonnées curvilignes dans la configuration instantanée. Les termes Das donnent alors le module et l'angle entre les da.

Les dérivées matérielles de Das peuvent être écrites:

$$D_{\alpha\beta} = 2 W(ij) \cdot d\alpha \cdot d\beta$$

où W(i,j) représente la partie symétrique du tenseur:

$$W_{ij} = d_i \cdot d_{aj}$$
(5)

La condition de rigidité de la particule (non déformabilité du trièdre da s'écrit:

 $D\alpha\beta = 0$

ou encore:

$$W(ij) = 0$$

La partie antisymétrique $W_{[ij]}$ du tenseur représente la vitesse angulaire du trièdre da. Elle permet de définir un tenseur ϕ , qui est le moment angulaire (spin) des substructures.

(4)

(7)

(6)

Les équations du mouvement, dans un écoulement stationnaire et en absence de forces externes, sont celles de la conservation de:

- la masse

$$V_{i,j} = 0$$

- du moment linéaire

$$\sigma_{ij,j} = \frac{d\nabla_i}{dt}$$
(9)

- du moment angulaire

$$\mu_{ki,k} - \frac{1}{2} \in ijk \quad \sigma_{kj} = \rho \frac{dJ_i}{dt}$$
(10)

où J représente le moment cinétique associé à la substructure et v sa vitesse.

Les tenseurs g et u sont définis par:

$$\sigma(ij) = -p \ \delta ij + 2 \ \alpha 2 \ \forall ij
 \forall(ij) = 2 \ \alpha 6 \ (\forall [ij] + \forall [ij])$$

$$\mu[ij] = \beta 1 \ . \ \Phi k, k \ . \ \delta ij + \beta 2 \ . \ \Phi i, j + \beta 3 \ . \ \Phi j, k$$
(11)

où:

$$\Phi_{i} = \frac{1}{2} \in ijk . W[jk]$$

(12)

$$W[jk] = \in ijk$$
 . Φ_i

 $\beta_1 + \beta_2 + \beta_3 = n_1$ $n_1 + n_2 + n_3 = \beta_3$ $\beta_1 + \beta_2 = -(n_2 + n_3)$

(13)

(8)

L'inégalité dans la production d'entropie conduit aux relations suivantes entre les paramètres a2, as et n qui dépendent de l'état physique du matériau constituant la suspension: densité, température, dimension des sphères, ...

 $a_{2} \geq 0$ $a_{6} \leq 0$ $n_{1} \geq 0$ $n_{1} + n_{2} + n_{3} \geq 0$ $n_{1} \leq n_{2} \leq \frac{n_{1}}{2}$

Les conditions aux limites:

- sur W[ij] sont liées à la concentration. Pour des suspensions diluées, le spin tend vers la vorticité locale et, pour des suspensions concentrées, le spin doit disparaître aux limites, par exemple:

$$W[ij] = -s \cdot V[ij]$$
$$0 \le s \le 1$$

- aux frontières, $\sqrt{}$ doit être égale à la vitesse de l'écoulement en l'absence de sphères.

Dans ce modèle, ALLEN et al. ont trouvé, dans un écoulement rectiligne cisaillé, une variation de la viscosité avec la concentration [18]. Ce résultat est en bon accord avec les résultats de VAND [22, 23].

2. EQUATIONS DU MODELE DANS UN ECOULEMENT DE TOURBILLONS DE TAYLOR.

Considérons un système de Couette dans lequel le cylindre intérieur tourne avec une vitesse angulaire Ω et le cylindre extérieur est fixe. Si le diamètre des sphères est petit en comparaison avec la largeur de l'entrefer, les cylindres peuvent être assimilés à des plans infinis (figure 2). Dans un écoulement de tourbillons de Taylor, les équations de la conservation rappelées dans la lère partie, doivent représenter la superposition:

- de l'écoulement laminaire tangentiel étudié par ALLEN [18] (rectiligne dans la direction x2 dans les conditions de notre approximation): (0, V2, 0),

- d'une perturbation, axisymétrique et périodique le long de l'axe des cylindres (dans la direction de $\overline{x3}$): (v1, v2, v3).

(14)

(15)

Pour le premier, une solution des équations est donnée par ALLEN et al. sous la forme:

$$V_{2} = \frac{R}{\frac{F}{5}} \left[-x_{1} + -\frac{\alpha_{6}}{\alpha_{2} - \alpha_{5}} \frac{s}{\Gamma} + \frac{e^{r(d-x_{1})} - 1}{e+1} - \dots -\frac{e^{-r(d-x_{1})}}{e+1} \right]$$
(16)

$$\Phi_3 = \frac{K}{2\xi} \left[\frac{-e^{r(d-x_1)}}{\alpha_2 - \alpha_6} + \frac{e^{-r(d-x_1)}}{e^{-\tau} + 1} \right]$$
(17)

$$\overline{\xi} = 1 + \frac{2 \alpha s}{\alpha 2 - \alpha s} \cdot \frac{\overline{s}}{\alpha 2 - \alpha s} \cdot \frac{\overline{s}}{\tau} \cdot \frac{e^{\tau} - 1}{e^{\tau} + 1}$$

(18)

Dans ce modèle, rectiligne cissif concentration [1] de VAND [22, 23]

suspensions

$$\overline{\Delta} = \frac{1 - s}{1 + \frac{\alpha s}{\alpha 2 - \alpha s}}$$

$$K = \frac{R_1 \Omega}{d}$$

Les formes de Γ et de τ sont données dans [18].

and the taxan i which there

En ce qui concerne la perturbation, celle-ci devant être axisymétrique et périodique en x3 nous pouvons écrire:

V1 = V1 (X1). COS KX3	hainel
$V_2 = v'_2 (x_2)$. cos kx3	(10)
V3 = v'3 (x3) . sin kx3	(19)
$p = p'(x_1)$. cos kx3	igne d imatic
Φ1 = W[23] = Φ1. sin kx3	d'une es cy
$\Phi_2 = W[31] = \Phi_2 . \sin kx_3$	(20)
$\Phi_3 = W_{[12]} = \Phi'_3 . \cos kx_3$	

Dans une théorie linéaire, les équations de la conservation des moments linéaires s'écrivent:

$$V_2 v'_2 = -p'_1 + \alpha_2 (v'_{1,11} - v'_1 k) + \alpha_6 (v'_{3,1} k + v'_1 k^2 + 2 \alpha_6 k \cdot \Phi'_2$$

$$V_{2,1}$$
 v'1 = a2 (v'2,11 - v'2 k²) + a6 (-v'2,11 + v'2 k²) + ...

$$0 = p' k + \alpha_2 (v'_{3,11} - v'_{3} k^2) - \alpha_6 (v'_{3,11} + v'_{1,1} k) - \dots$$

et celles de la conservation du spin:

$$-\frac{1}{R_1} V_2 \Phi_2 = \alpha_6 (-v_2 k + 2 \Phi_1) + (\beta_1 + \beta_2 + \beta_3) \Phi_{1,11}$$

$$-(\beta_1 + \beta_2) k \Phi'_{3,1} - k^2 \beta_3 \Phi'_1$$

$$0 = 2 \alpha_6 \left(-\frac{1}{k} v'_{1,11} + k v'_{1} + \Phi'_{2}\right) + \beta_3 \left(\Phi'_{2,11} - k^2 \Phi'_{2}\right)$$

 $\Phi_{3,1} V_1 = 2 \alpha_6 \left(-\frac{1}{k} v_{2,1}^{\prime} + \Phi_{3}^{\prime}\right) - k^2 \left(\beta_1 + \beta_2 + \beta_3\right) \Phi_3 + k^2 \left(\beta_1 + \beta_3 + \beta_3\right) \Phi_3 + k^2 \left$

+
$$(\beta_1 + \beta_2) k \Phi'_{1,11} + \beta_3 \Phi'_{3,11}$$

(22)

(24)

Ces équations sont à considérer avec l'équation de continuité (8):

$$v'_{1,1} + kv'_{3} = 0$$
 (23)

Dans ces équations, f,i représente la dérivée de la fonction f par rapport à la coordonnée xi.

Notons:

$$D = \frac{d}{dx_1}$$
$$\tau^2 = \frac{2 \alpha 2 \alpha s}{\beta 3(\alpha s - \alpha 2)}$$

En introduisant les paramètres adimensionnels suivants:

$$k = k \cdot d$$
(25)
$$x_1 = x_1/d$$

le système se réduit à:

$$(D^2 - k^2)^2 (D^2 - k^2 - \tau^2) v'_1 = - \frac{V_2}{R_1} \frac{k^2 \beta_3}{\alpha_2 \alpha_6} \tau (v'_2, 11)^2 \dots$$

$$\frac{A}{R1} = \frac{2 k^2 \beta_3 \tau^2}{\alpha_6 \alpha_2} = \frac{V_2}{V_{2,1}^2} - \frac{V_2}{R_1} = \frac{2 k^2 \tau^2 d^2}{\alpha_2 \tau^2} \left(\frac{1}{\alpha_2} - \frac{k^2 \beta_3}{2 d^2 \alpha_2 \alpha_6}\right) v_2$$

$$(D^{2} - k^{2})(D^{2} - k^{2} - \tau^{2}) v'_{2} = -A \tau^{2}d \left(\frac{1}{\alpha_{2}} - \frac{k^{2} \beta_{3}}{2 d^{2} \alpha_{2} \alpha_{5}}\right) v'_{1} +$$

$$+ \frac{(\beta_1 + \beta_2) A}{d} \cdot \frac{\tau^2}{2 \alpha_2 \alpha_6} v'_{1,11}$$
(26)

(le soulignement des symboles adimentionnels a été supprimé dans ces équations pour des raisons de commodité d'écriture).

Ce système est similaire à celui qui gouverne la transition dans un solvant.

3. <u>VARIATION DE LA VITESSE ANGULAIRE CRITIQUE AVEC LA</u> <u>CONCENTRATION</u>

On cherche à déterminer une loi d'évolution de la vitesse angulaire critique en fonction de la concentration à partir du système d'équations (26).

Pour cela, v'2 est développé en une série sinusoïdale de la forme:

$$v'_2 = \sum_{m=1}^{\infty} c_m \cdot sin m \pi x_1$$
 (27)

(52)

On résout alors le système pour v'i après avoir substitué v'z dans (26). Il vient:

$$\mathbf{v}'_{1} = \frac{\Omega \ \mathbf{k}^{2} \ \beta_{3} \ \tau^{2}}{\alpha_{2} \ \alpha_{6}} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_{m}}{(m^{2}\pi^{2} + \mathbf{k}^{2})^{2} \ (m^{2}\pi^{2} - \mathbf{k}'^{2})} \ \mathbf{x} \ \dots$$

$$\mathbf{x} \left[\begin{array}{c} \mathbf{m} \\ \mathbf{A}_{1} \ chax_{1} + \mathbf{B}_{1} \ shax_{1} + \mathbf{C}_{1} \ cha'x_{1} + \mathbf{D}_{1} \ sha' \ x_{1} + \dots \end{array} \right] \\ + \ \mathbf{A}_{2} \ \mathbf{x}_{1} \ chax_{1} + \mathbf{B}_{2} \ \mathbf{x}_{1} \ shax_{1} + \cdots \end{array} \right]$$

$$+ \left[\mathbf{m}^{2} \ \pi^{2} - \mathbf{d}^{2} \left(\frac{\alpha_{6}}{\beta_{3}} \frac{6}{\beta_{3}} - \frac{\mathbf{k}^{2}}{2 \ \mathbf{d}^{2}} \right) \right] \left[\mathbf{x}_{1} \ \sin \ \mathbf{m} \pi \mathbf{x}_{1} - 2 \ \mathbf{B} \ \mathbf{m} \ \pi \ \cos \ \mathbf{m} \pi \mathbf{x}_{1} \right] + \right]$$

$$+ \mathbf{B} \left[\mathbf{m}^{2} \ \pi^{2} - \mathbf{d}^{2} \left(\frac{\alpha_{6}}{\beta_{3}} \frac{6}{\beta_{3}} - \frac{\mathbf{k}^{2}}{2 \ \mathbf{d}^{2}} \right) \right] \mathbf{x} \left[\mathbf{x}_{1} \ \sin \ \mathbf{m} \pi \mathbf{x}_{1} + \cdots \right]$$

$$+ \frac{4 \ \mathbf{m} \ \pi \ \mathbf{x}_{1}}{\mathbf{m}^{2} \ \pi^{2} + \mathbf{k}^{2}} \ \cos \ \mathbf{m} \pi \mathbf{x}_{1} + \frac{2 \ \pi \ \mathbf{m}}{\mathbf{m}^{2} \ \pi^{2} + \mathbf{k}'^{2} - \mathbf{k}'^{2}} \right]$$

$$(28)$$

a

$$k' = \sqrt{k^2 + \tau^2}$$

B = V₂/k (29)

On écrit alors les conditions aux limites sur v'1 (on note que pour une suspension moyennement concentrée τ est grand et s \approx 1.

Les expressions des coefficients du développement de v'i sont alors:

$$C_{1}^{m} = \frac{2 m \pi}{m^{2} \pi^{2} + k'^{2}} \left[2 B m \pi (m^{2}\pi^{2} + k^{2}) - B m^{2}\pi^{2} - d^{2} (\frac{\alpha 6}{\beta 3} - \frac{k^{2}}{2d^{2}}) \right]$$

$$D_{1}^{n} = C_{1}^{m} \left(\frac{\cos m \pi - \cosh k'}{\sinh k'} \right)$$
(30)

$$\begin{split} A_{1}^{m} &= 2 \ B \ m \ \pi \ + \ B \ \left[\ m^{2} \ \pi^{2} \ - \ d^{2} \ \left(\ - \frac{\alpha 6}{\beta 3} \ - \frac{k^{2}}{2d^{2}} \right) \right] \zeta \ \dots \\ & x \ \left[\ \frac{4 \ m \ \pi}{m^{2} \ \pi^{2} \ + \ k^{2}} \ + \ \frac{2 \ m \ \pi}{m^{2} \ \pi^{2} \ + \ k^{\prime 2}} \ \right] \ - \ C_{1}^{m} \\ B_{1}^{m} &= \ - \frac{1}{k^{2} \ - \ sh^{2} \ k} \left[kX \ - \ (sh \ k \ + \ ch \ k) \ Y \ + \ sh \ k \ Z \right] \\ B_{2}^{m} &= \ - \frac{1}{k^{2} \ - \ sh^{2} \ k} \left[(sh \ k \ ch \ k \ - \ k) \ X \ - \ k^{2} \ sh \ k \ Y \ + \ \dots \\ & + \ (k \ ch \ k \ sh \ k) \ Z \right]. \end{split}$$

$$X = B m \pi \left[m^{2} \pi^{2} - d^{2} \left(\frac{\alpha 6}{\beta 3} - \frac{k^{2}}{2d^{2}} \right) - k' D_{1}^{m} \right]$$

$$Y = A_{1} \cos m \pi - A_{1} \cosh k - C_{1} \cosh k' - D_{1} \sinh k' \qquad (32)$$

$$Z = -A_{1} k \sinh k - C_{1} k' \sinh k' - D_{1} k' \cosh k'$$

On substitue alors v'1 et v'2 par leur développement dans la deuxième équation de (26) et on multiplie l'équation par sin(mπx1). L'intégration de l'équation sur le domaine de la variable x1 donne un système d'équations homogènes de la constante:

$$Rm = \frac{Cm}{(m^2 \pi^2 + k^2) (m^2 \pi^2 + k^2)}$$
(33)

Comme toutes les valeurs de Rm ne sont pas nulles il est possible d'écrire une équation séculaire.

De plus, dans les conditions de concentration modérées et de paramètres physiques constants (température, ...) ALLEN et al. ont montré que ß1 tend vers zéro et que:

$$\alpha 6 = \frac{5}{2} \alpha 2 \ Cm \left[\left(1 - \frac{5}{2} \ Cm \right) \right]$$
(34)

où Cm est la concentration maximum pour laquelle le modèle reste valable et α_2 la viscosité du solvant.

Il est alors usuel d'approximer l'équation séculaire en annulant l'élément (1,1) de son déterminant, par exemple

Г

et T, le nombre de Taylor a la forme suivante: 3

$$T = \frac{2}{C^{2}} \frac{k'}{1 - \frac{16 \ k \ \pi^{2} \ . \ ch^{2} \ (1/2k)}{k'^{2} \ (k \ + \ sh \ k)}}$$
(37)

avec

$$C = \frac{1 - 5/2 \text{ s. } Cm}{1 + \frac{2 \alpha s}{\alpha 2 - \alpha s}} \frac{s}{\tau} \frac{e^{\tau} - 1}{e^{\tau} + 1}$$
(38)

On recherche alors la valeur de k qui minimise le nombre de Taylor et on déduit la valeur de la vitesse angulaire critique:

$$\Omega_{c}^{2} = \frac{1715}{\text{R}_{1} \text{ d}^{3}} \cdot \tau^{2} \cdot \frac{(1 - 5/2 \text{ c})^{2}}{(1 - 5/2 \text{ f} \text{ s})^{2}}$$
(39)

où

$$f = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{e^{\tau} - 1}{e^{\tau} + 1}$$
(40)

ALLEN et al. ont montré que , pour le premier ordre, le développement polynomial des coefficients phénoménologiques f s'écrit en termes de la concentration de la suspension sous la forme:

$$2 f.s = \frac{C}{Cm}$$
(41)

L'expression de la vitesse angulaire critique devient alors:

2	-	1715		T ²		(1	- 5,	/2 C) ²	(12)	
756	-	-	-	R1 d3	π.λ.,	(1	-	5/4	C/Cm)	(42)

La figure 3 montre que les résultats obtenus, comparés avec ceux de RUBIN et al. [11] et avec celles de BAILEY [24] pour des solutions de polyoxyde d'éthylène, sont satisfaisants.

CONCLUSION

Un modele substructurel a été appliqué à l'étude de la transition écoulement laminaire - régime de tourbillons de Taylor pour des suspensions de sphères rigides.

La solution des équations du mouvement a permis d'établir une loi de variation de la vitesse angulaire critique Ω_c du cylindre interne avec la concentration en particules.

Les résultats montrent que:

- Ωc croit avec la concentration,

- pour un fluide newtonien de viscosité équivalente la loi s'écrit:

$$\Omega_{\rm c} = \frac{1715}{\rm R_1 \ d^3} \quad \frac{\tau}{(1 - 5/2 \ \rm c)^2}$$
(43)

Ce résultat montre que la vitesse angulaire critique de transition entre l'écoulement laminaire et le régime de tourbillons de Taylor sera toujours plus grande pour une suspension que pour un liquide newtonien de viscosité équivalente.

Ce travail devrait se prolonger par l'étude de la deuxième transition entre le régime de tourbillon de Taylor et le régime d'apparition de ondes.

REFERENCES

- [1] LANDAU, L.D.; 1944: Compte Rendu de l'Académie de Sciences d'URSS
- [2] LANDAU, L.D., LIFSCHITZ, E.M.; 1959: Fluid Mechanics, Pergamon Press, London
- [3] CHANDRASEKHAR, S.; 1961: Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Oxford and Clarendon Press
- [4] BARTELS, F., KRAUSE, E.; 1979: Laminar-Turbulent transition, Ed. R. Eppler and H. Fasel, Springer Verlag, Berlin
- [5] SCHRAUF, G.; 1984: Laminar-Turbulent Transition, Ed. V.V. KOZLOV, Springer Verlag, Berlin
- [6] WIMMER, M.; 1983: Z.A.M.M., 63, 299
- [7] WIMMER, M.; 1987: Synopsis of the 5th Taylor Vortex Flow Working Party, Phoenix, USA
- [8] LUMLEY, J.L.; 1969: Ann. Rev. Fluid Mech., 367
- [9] RUBIN, H., ELATA, C.; 1966: Phys. of Fluids, 10, 1929
- [10] BATCHELOR, G.K.; 1954: Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 80, 339
- [11] OSTRACH, S.; 1957: Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 79, 299
- [12] JINESCU, V.V.; 1974: Int. Chem. Eng., 14, 3, p.397
- [13] EINSTEIN, A.; 1906: Ann. Phys., 19, 289
- [14] EILERS, H.; 1943: Kolloid Z., 102, 154
- [15] HARBARD, E.H.; 1956: Chem. Ind., 22, 491
- [16] VAND, V.; 1948: J. Phys. Colloid Chem., 52, 277
- [17] THOMAS, D.G.; 1965: J. Colloid Sci., 20, 267
- [18] ALLEN, S.J., KLINE, K.A.; 1968, Trans. Soc. Rheol., 12, 3, 437

68	
[19]	ALLEN, S.J., DE SILVA, C.N., KLINE, K.A.; 1967: Phys. of Fluids, 10, 2551
[20]	ALLEN, S.J., DE SILVA, C.N.; 1966: J. of Fluid Mech., 24, 801
[21]	COGNET, G.; 1968: Thèse de Doctorat, Nancy
[22]	VAND, V.; 1948: J. Phys. Colloid Chem., 52, 300 ab model and
[23]	VAND, V.; 1948: J. Phys. Colloid Chem., 52, 314
[24]	BAILEY, B.J.; 1969: Nature, 222, 5191, 373

Auteur	k1 . C1 =
ELL EDC	4.04.02 + 9.79.03 +
EILERS	4,94 C2 + 8,78 C3 +
HARBARD	$6,25 C^2 + 15,7 C^3 + \dots$
VAND	7,349 C ² + 16,2 C ³ +
THOMAS	10,05 C ² + 0,00273 e ^{16,6}

Table 1Quelques valeurs proposées pour les coefficients du
développement en série de la viscosité relative en
fontion de la concentration [1]: $\mu r = 1 + 2,5 + k_1$ C1





Géométrie de l'écoulement de Couette-Taylor



Fig. 2

Représentation de l'écoulement dans un repère associé à la particule



Croissance relative du nombre de Taylor (Tc(pol)/Tc(solvant) en fonction de la concentration en POE: a),b) selon RUBIN et al. [11]; c) selon [24] Fig. 3



Les Cahiers de Rhéologie Volume VIII, numéro 2, décembre 1989

ETUDE DE L'ECOULEMENT D'UN FLUIDE D'OLDROYD "B" DANS UN RETRECISSEMENT

D. Anne-Archard, R. Gaudu Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse Les deux con U.R.A. D 0005 Avenue du Professeur Camille Soula - 31400. Toulouse

Résumé

Nous présentons des résultats numériques relatifs à l'écoulement d'un fluide viscoélastique dont le comportement est représenté par le modèle d'OLDROYD "B".

L'influence des paramètres De et 8 est montrée sur le cas du rétrécissement brusque.

Abstract

Numerical results relative to flow for an OLDROYD "B" fluid are studied.

In this work, we are interested in the effects of De et $\boldsymbol{\theta}$ parameters in the case of sudden contraction.

Il existe un très grand nombre de modèles proposés pour les fluides non newtoniens viscoélastiques, mais aucune de ces équations de comportement n'est réellement satisfaisante et il est toujours nécessaire de se contenter d'un compromis entre :

- la validité d'un modèle, qui dépend non seulement du fluide mais aussi du type d'écoulement à étudier,

- et son éventuelle possibilité d'utilisation.

En effet, certaines équations sont théoriquement capables de bien décrire une grande catégorie de fluides quel que soit l'écoulement ; mais, outre l'existence en général d'une grande quantité de paramètres à caler, ou de fonctions caractéristiques à déterminer, leur mise en oeuvre sur des écoulements complexes semble à l'heure actuelle impossible. Il suffit pour s'en convaincre de faire le bilan des modèles utilisés en simulation numérique.

Nous présentons ici les résultats obtenus par simulation numérique, avec un code de calcul aux éléments finis, de l'écoulement plan dans un convergent brusque d'un fluide d'OLDROYD "B". Le choix de cet écoulement modèle étant dû au fait qu'il existe d'assez nombreuses données expérimentales sur l'écoulement de

fluides viscoélastiques dans des contractions. [1, 2, 3, 4]

I. MODELE MATHEMATIQUE ET METHODE NUMERIQUE

I.1. Les équations

Dans l'écoulement bidimensionnel, stationnaire et isotherme d'un fluide incompressible, les inconnues sont au nombre de six : les deux composantes u et v du vecteur vitesse U, la pression p et les trois composantes τ_{xx} , τ_{xy} , τ_{yy} du tenseur des contraintes τ .

Ces six inconnues doivent vérifier un système d'équations constitué :

- des équations du mouvement
- de l'équation de continuité
- de l'équation de comportement du fluide.

Ces équations sont traitées en variables adimensionnelles, avec les grandeurs de référence U_o , L_o et η_o , qui permettent de construire :

$$P_0 = \tau_0 = \eta_0 \cdot U_0 / L_0 \text{ et } T_0 = L_0 / U_0$$

1.1.1. La loi de comportement du fluide

Nous avons utilisé la loi d'OLDROYD "B" sous forme différentielle :

$$\tau + \lambda \frac{\delta \tau}{\delta t} = 2 \eta_0 \left\{ \frac{i}{c} + \upsilon \frac{\delta \tau}{\delta t} \right\}$$

où $\frac{\delta}{\delta t}$ est la dérivée convective contravariante (le modèle est donc objectif). γ est le tenseur des vitesses de déformation :

$$\dot{\tau} = \frac{1}{2} (\nabla U + \nabla U^{\mathsf{T}})$$

Les principales fonctions caractéristiques de ce fluide sont les suivantes :

Viscosité au cisaillement : n_o

Premier coefficient de contraintes normales : $\psi_1 = 2 \eta_0 \cdot (\lambda - \upsilon)$ Second coefficient de contraintes normales : $\psi_2 = - \psi_1$

$$\pi_{e1} = 3 \pi_0 \cdot \frac{1 - \upsilon \cdot \dot{\varepsilon} - 2 \lambda \cdot \upsilon \cdot \dot{\varepsilon}^2}{1 - \lambda \cdot \dot{\varepsilon} - 2 \lambda^2 \cdot \dot{\varepsilon}^2}$$

D'autres fonctions caractéristiques pourront être trouvées dans la référence [5].

La principale remarque à faire sur les fonctions citées concerne la viscosité élongationnelle : celle-ci devient en effet infinie pour deux valeurs de la vitesse d'élongation :

$$\epsilon_1 = -1/\lambda$$
 et $\epsilon_2 = 1/2\lambda$

ce qui signifie que, pour ε égal à ε_1 ou ε_2 , l'une des contraintes normales devient infinie. Il est d'ores et déjà bien évident que ceci doit entraîner des "désordres" sur le plan numérique quand des vitesses d'élongation proches de ces valeurs sont obtenues.

1.1.2. Equations adimentionnelles

L'équation de comportement adimensionnelle prend la forme suivante :

 $\frac{\tau}{\sim} + \frac{\lambda U_{o}}{L_{o}} \frac{\delta \tau}{\delta t} = 2 \left[\dot{\tau} + \frac{\nu U_{o}}{L_{o}} \frac{\delta \dot{\tau}}{\delta t} \right]$

Nous préférons prendre pour temps caractéristique de l'écoulement, non pas T_o , mais l'inverse de la vitesse de cisaillement à la paroi $\dot{\tau}_o$ qui, calculé par la formule de Rabinowitsch dans le cas d'un écoulement de vitesse moyenne U_o entre deux plaques planes dis-

tantes de 2 L_o, prend la valeur : $\dot{\tau}_{o} = 3 U_{o} / L_{o}$

Ceci conduit à la définition de 2 nombres adimensionnels : - le nombre de Deborah : De = $\lambda - \dot{\tau}_0$

- le nombre θ : $\theta = \nu \cdot \dot{\tau}_0$ auxquels il faut ajouter, pour les équations du mouvement, le nombre de Reynolds, défini par : Re = $\frac{\rho U_0 L_0}{\eta_0}$

Le système d'équations s'écrit alors :

 $\nabla \cdot \tau + \operatorname{Re} (U \cdot \nabla) U + \nabla p = 0$ $\nabla \cdot U = 0$ $\tau + \frac{\operatorname{De}}{3} \frac{\delta}{\varepsilon} \frac{\tau}{\varepsilon} = 2 \left\{ \dot{\tau} + \frac{\theta}{3} \frac{\delta}{\varepsilon} \frac{\dot{\tau}}{\varepsilon} \right\}$

I.2. Méthode de résolution

Pour la résolution de ce système, nous effectuons le changement de variables suivant :

 $\tau = \tau + \tau _{2}$

où $\tau_1 = 2 \eta_1 \dot{\tau}$ est une composante newtonienne du tenseur

des extra contraintes τ .

Afin de diminuer l'ordre maximum de dérivation lors du traitement de cette équation, nous avons choisi $\eta_1 = \eta_0 \frac{\theta}{De}$, ce qui annule le terme en 8 $\dot{\tau}$ / 8 t et conduit à la forme suivante de l' équation de comportement en variables adimensionnelles :

 $\begin{aligned} \tau_{n} &= 2 \frac{\theta}{De} \dot{\tau} \\ \tau_{n} &= 2 \frac{\theta}{De} \dot{\tau} \\ \tau_{n} &= 2 \frac{\theta}{De} \dot{\tau} \\ \tau_{n} &= 2 \frac{\theta}{De} \frac{\delta}{\tau} \frac{\tau_{n}}{2} \\ \tau_{n} &= 2 \left(1 - \frac{\theta}{De}\right) \dot{\tau} \end{aligned}$

Le système est discrétisé par une méthode d'éléments finis mixtes de type Lagrange à neuf noeuds. Sur chaque élément, nous réalisons des interpolations quadratiques pour les vitesses et les contraintes, et linéaires pour les pressions. Le système d'équations discrétisé est traité par une méthode

Le système d'équations discrétisé est traité par une méthode de Galerkin, et les intégrales provenant des termes de diffusion sont transformées en intégrales de contour par une formule de Green-Ostrogradsky.

Nous avons utilisé, et comparé, deux algorithmes :

- Algorithme 1 : il consiste à résoudre simultanément l'ensemble des équations. Les non-linéarités, qu'elles soient induites par le nombre de Reynolds ou par le nombre de Deborah, sont traitées par la méthode de Newton-Raphson modifiée. Il y a donc, pour Re, De et 8 fixés, un seul niveau d'itération.

- Algorithme 2 : nous résolvons alternativement deux systèmes : les équations du mouvement et de continuité d'une part, et les équations de comportement d'autre part. Le premier système nous permet de calculer les champs de vitesse et pression approchés à partir d'un champ de contrainte calculé à l'étape précédente ; et inversement pour le second système. Dans la mesure où les termes d'inertie sont reportés au second membre dans les équations de mouvement, les deux systèmes d'équations sont linéaires. Il y a donc, là aussi, un seul niveau d'itération. Le principal avantage de cet algorithme est de fournir des systèmes de taille bien moindre.

Dans les deux cas, les systèmes linéaires sont résolus par une méthode directe.

I.3. Maillages et conditions aux limites

La géométrie étudiée est donc le convergent brusque, avec un rapport de contraction égal à 4. Ce rapport est généralement considéré comme suffisant pour mettre en évidence des effets d'élongation.

Les grandeurs de référence Uo et Lo sont respectivement la

vitesse moyenne dans la section rétrécie, et la demi-hauteur de celle-ci.

Nous avons utilisé trois "familles" de maillages, celles-ci différant entre elles par leur nombre d'éléments. Avant même l'exposé des résultats, il est bien évident que le point singulier qu'est le "coin rentrant" de la contraction est le principal problème de cette géométrie. Nous avons donc également étudié une géométrie très voisine dans laquelle ce point singulier est remplacé par un pan coupé à 45°. Dans la mesure où celui-ci est petit, son introduction ne modifie pas la physique des phénomènes. Par contre, numériquement, il est évident que l'on scinde les difficultés et que l'on peut donc espérer aller "un peu plus loin". Nous appellerons désormais "1" et "2" les deux sections d'entrée, "A" et "B" les deux points singuliers, et "C" le point de l'axe de symétrie appartenant à la section "2".



Les principales caractéristiques des divers maillages utilisés sont présentées dans le tableau ci-dessous, avec les notations suivantes :

NN	:	nombre de noeuds
NE	:	nombre d'éléments
NDL	:	nombre de degrés de liberté
X,	:	abscisse de la section 1
X ₂	:	abscisse de la section 2
X,	:	abscisse de la section de sortie

Maillage	NN	NE	NDL	X ₁	X ₂	X3
M1	295	64	1559	10.	10.2	12.5
M2 M3 M4	567	128	3558	14.5 14.5 14.5	14.55 14.75	24. 24. 24.
M5	2331	553	14599	17.98	18.03	32.96

Le maillage M3 est représenté sur la figure 1. Les maillages M2, M3 et M4 ne diffèrent que par la présence et l'importance du pan coupé, comme le montre la figure 2, tandis que M3 et M5 diffèrent par leurs nombres de noeuds et par leurs longueurs à l'amont et à l'aval de la contraction, mais le pan coupé est de même dimension dans les deux cas. C'est sur ces deux derniers maillages que nous présenterons la majorité des résultats. Les conditions aux limites utilisées sont classiques :

. Conditions de non-glissement sur la paroi supérieure :

U = V = 0.

. Conditions de régime établi dans les sections d'entrée et de sortie pour la vitesse uniquement :

 $U = 1.5 U_{moy} (1 - y^2/H^2)$ et V = 0.

avec H = 4 dans la section d'entrée et H = 1 dans la section de sortie.

. Conditions de symétrie sur l'axe :

 $\frac{\partial U}{\partial v} = 0$, V = 0 et $\tau_{xy} = 0$.

II. RESULTATS ET DISCUSSION

II.1. Comparaison des deux algorithmes

Cette comparaison a été faite dans le cas d'un fluide de Maxwell convecté qui est un cas particulier du modèle d'OLDROYD "B", obtenu pour $\nu = 0$ (soit $\theta = 0$). Les deux algorithmes mis en oeuvre font tous deux apparaître des seuils au-delà desquels les résultats ne sont pas satisfaisants. La valeur de ces seuils ainsi que le comportement au-delà de ces seuils sont différents pour les deux algorithmes : pour le premier, le nombre de Deborah limite est compris entre 1.5 et 2. (suivant le maillage, cf. II.4). Au-delà de cette valeur, la méthode itérative de Newton Raphson converge toujours, mais la solution présente des oscillations inacceptables. Celles-ci apparaissent en premier lieu sur les contraintes (en particulier sur τ_{xx}), qui se révèlent être les variables les plus sensibles, puis sur les vitesses.

Pour un même maillage, le seuil propre à l'algorithme 2 est plus faible : 1.1 au lieu de 1.5 par exemple. Mais contrairement à l'algorithme 1, ce seuil correspond à la limite de convergence du processus itératif, c'est-à-dire que les résultats sont acceptables tant qu'il y a convergence.

Ainsi, l'algorithme 1 est préférable et, bien que plus coûteux (en temps CPU et mémoire), c'est celui que nous avons utilisé pour obtenir la majorité des résultats que nous allons présenter.

II.2. Résultats pour un fluide de Maxwell convecté

11.2.1. Evolution du champ de vitesse

Une zone de recirculation apparaît très nettement à l'amont de la section d'entrée lorsque l'on trace les vecteurs vitesse en chaque noeud du maillage ainsi que le montre la figure 3. Les vitesses y sont très faibles : inférieures à U_o /200.

Les modifications apportées au champ de vitesse lorsque l'élasticité du fluide augmente, soit lorsque De augmente, sont très faibles.

Sur la figure 4, nous avons représenté les variations de la composant axiale U de la vitesse sur l'axe de symétrie. On remarque, pour De = 2., l'apparition d'oscillations liée à la taille des éléments.

11.2.2. Lignes de courant

Nous avons calculé les valeurs de la fonction courant à partir du champ de vitesse en utilisant la même méthodologie, mais avec des éléments quadrilatères à quatre noeuds, sur lesquels la fonction courant est interpolée linéairement. Les conditions aux limites sont classiques : $\phi = 0$ sur l'axe de symétrie et $\phi = 1$ sur la frontière supérieure.

Ces lignes de courant sont représentées sur la figure 5 pour deux valeurs de De : 0 et 1.5. Elles mettent bien en évidence la zone de recirculation mentionnée en II.2.1. Les lignes de courant apparaissant dans cette zone correspondent aux valeurs : 1.+3.10⁻⁴, 1.+5.10⁻⁴, 1.+8.10⁻⁴ et 1.+10⁻³. Cette dernière n'existe plus pour De = 1.5. Nous ferons deux remarques sur l'évolution de ce tourbillon avec le nombre de Deborah :

- les vitesses de recirculation sont très faibles et tendent à diminuer lorsque De augmente.

- la taille de ce tourbillon diminue légèrement lorsque l'élasticité du fluide augmente.

Ces deux points s'accordent mal avec les faits observés expérimentalement.

Influence des termes d'inertie

Les termes d'inertie ont une relative influence sur cette zone de recirculation ainsi que le montre la figure 6. Pour une élasticité donnée (De = 1.5), la valeur maximum de ϕ observée passe de 1.+8.10⁻⁴ lorsque l'on néglige les termes d'inertie (Re = 0.), à $1.+2.10^{-4}$ pour Re = 1.

Donc, les effets d'inertie tendent : - à diminuer la taille de ce tourbillon, - à diminuer les vitesses dans cette zone.

11.2.3. Evolution des contraintes

D'une façon générale, nous constatons que les contraintes sont plus sensibles que les champs de vitesse et de pression au nombre de Deborah.

Les résultats obtenus nous montrent que l'aspect élongationnel de l'écoulement entraîne une dépendance assez forte en De, en particulier pour τ_{xx} et τ_{xy} . Ceci est mis en évidence sur la figure 7 sur laquelle est représentée l'évolution de τ_{xx} avec De, en deux points de la section 2 : B et C (cf. I.3).

On remarque l'influence néfaste du point singulier (ici le point "B"). Les contraintes, et plus particulièrement τ_{xx} , deviennent très importantes dans ce voisinage, la valeur maximum étant atteinte en ce point. Ce phénomène, qui implique des gradients de plus en plus forts, est la première manifestation des problèmes liés aux "grands" nombres de Deborah. Il explique également l'amélioration apportée par un pan coupé (à la place d'un angle droit), puisque les contraintes sont alors moins importantes.

11.2.4. Puissance dissipée

La puissance dissipée est calculée par intégration de la dissipation visqueuse sur le domaine considéré :

$$P = \int_{\mathcal{D}} \phi_{v} ds = \int_{\mathcal{D}} \tau : \dot{\gamma} ds$$

Inhodiates annual si das

soit, en variables adimensionnelles :

$$P = \int \left(\tau_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{xy} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \tau_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} \right) ds$$

Les résultats, reportés sur la figure 8, montrent une décroissance de P avec De.

II.3. Interprétation en terme d'allongement de macromolécules

Le modèle d'OLDROYD "B" est issu d'une approche de type "mécanique des milieux continus". Mais il se justifie également par la théorie cinétique : c'est en effet à cette loi que l'on aboutit, à l'aide de certaines hypothèses, pour une solution diluée de macromolécules lorsque celles-ci sont modélisées par des haltères élastiques : deux billes, sur lesquelles s'exercent les forces de frottement, reliées par un ressort obéissant à la loi de HOOKE. (F = H.R, où R est l'allongement du ressort).

Dans le cadre de cette modélisation, nous pouvons donc calculer localement l'allongement moyen de cette haltère en fonction des valeurs des contraintes.

La relation suivante, démontrée par KRAMER [6] , (équation 10.3.17), relie l'allongement R, la force de rappel du ressort F et le tenseur des contraintes τ_2 :

 $\tau_{z} = -n < R.F > + nKT \delta$

où < A > désigne la valeur moyenne dans l'espace de la quantité A, pondérée par la fonction de distribution relative à la position et à l'orientation de l'haltère élastique à l'instant t.

En remplaçant F par son expression et en remarquant que Tr < R.R > = < R^2 > , nous obtenons la relation suivante, écrite en variables adimensionnelles :

 $\langle R^2 / l_0^2 \rangle = 1 - \frac{1}{9} De \cdot Tr \frac{\tau}{2} avec l_0^2 = 3 kT / H$

L'évolution de $\langle R^2 / l_0^2 \rangle$ sur l'axe de symétrie est représentée sur la figure 9, pour diverses valeurs de De. Les deux sections d'entrée, non discernables à cette échelle, sont matérialisées par un trait verticale. L'allongement est maximum dans la section d'entrée, soit dans la zone où les vitesses d'élongation sont les

plus importantes.

II.4. Influence de la géométrie et du maillage

11.4.1. Influence de la géométrie

La présence d'un point singulier est une source d'instabilités. Celles-ci peuvent être réduites par la création artificielle d'un pan coupé. Celui-ci, dans la mesure où il reste "petit" n'affecte pas la physique du phénomène, et permet, lors d'une simulation numérique, d'atteindre des valeurs plus élevées pour De. Par contre l'augmentation de ce pan coupé n'apporte pas d'améliorations significatives.

Ces résultats sont mis en évidence sur la figure 10, montrant l'évolution de $\langle R^2 / l_o^2 \rangle$ sur l'axe pour trois maillages M2, M3 et M4, ayant le même nombre d'éléments. Ces tracés, présentés pour De = 0.5, montrent que la présence d'un angle droit (M2) entraîne très tôt l'apparition d'oscillations spatiales importantes.

L'écart entre les valeurs maxima de ces trois courbes est purement numérique en ce qui concerne M2 ; il a par contre une origine plus physique pour M3 et M4. Il est dû au décalage entre les deux points singuliers "A" et "B", le pan coupé du maillage M4 étant plus important.

On montre également que la longueur nécessaire à l'établissement du régime permanent à l'aval est une fonction croissante du nombre de Deborah De. Ce phénomène est lié à une augmentation du temps caractéristique du fluide.

11.4.2. Influence du maillage

Le seuil d'apparition des instabilités dépend également de la finesse du maillage. Ainsi, en comparant les maillages M3 et M5, dont les pans coupés sont identiques, on constate que les instabilités apparaissent vers De = 1.5 sur M3 ; tandis que ce seuil est reporté à 2. pour M5. Une illustration en est donnée par la figure 11, où sont comparés les profils de vitesse U(y) dans la section d'entrée "1".

II.5. Fluide d'OLDROYD "B"

Ce modèle présente un paramètre de plus que le modèle de Maxwell convecté : ν , soit θ en variables adimensionnelles. Lors d'une modélisation par une haltère élastique, évoquée en II.3, le tenseur des contraintes τ est la somme des contraintes dues au polymère : τ_{2} (lesquelles vérifient une loi de Maxwell convecté) et des contraintes newtoniennes dues au solvant : τ_{1} . Ces dernières

fournissent le terme en $\nu = \frac{\delta}{\delta} \frac{\dot{\tau}}{t}$ lorsque l'on écrit la loi de comportement pour $\tau = \tau_1 + \tau_2$. 98

Il est donc plus satisfaisant de prendre ce terme en compte même si, rhéologiquement parlant, ce n'est pas un élément essentiel de la modélisation.

Ce temps de retard prend par contre de l'importance lors d'une simulation numérique. Divers auteurs ont montré que sa prise en compte leur permettait d'améliorer leurs résultats [7,8]. C'est un phénomène que nous avons également observé.

Nos résultats, obtenus sur le maillage M1 avec l'algorithme 2, montrent que les contraintes décroissent assez rapidement lorsque 8 augmente (De étant fixé). Remarquons tout de même que prendre 8 = 1 (soit $\nu = \lambda$), revient à décrire un fluide newtonien, ce qui ne présente pas grand intérêt.

La figure 12 résulte d'une série de calculs effectués sur M1 pour De = 1.3 avec l'algorithme 2. Rappelons que, pour ce maillage et pour θ = 0, cet algorithme ne converge pas au-delà de la valeur De = 1.1, quel que soit le pas Δ De utilisé lors des calculs. Partant de θ = 0.7 et De = 1.3, nous avons aisément obtenu des résultats pour des valeurs décroissantes de θ , jusqu'à θ = 0.2. Les contraintes sont les variables les plus sensibles, et nous remarquons que, au voisinage du point singulier, elles augmentent assez rapidement. Ceci conforte donc notre interprétation selon laquelle le fort accroissement des contraintes dans le voisinage du point singulier lorsque De augmente est à l'origine des problèmes numériques observés.

CONCLUSION

Ce travail de simulation numérique, réalisé avec un fluide d'OLDROYD "B" (et la forme simplifiée de Maxwell convecté) sur l'écoulement dans un retrécissement brusque, met en évidence plusieurs points.

On constate une grande influence du point singulier, influence que l'on peut minimiser par l'introduction d'un pan coupé.

La valeur limite du nombre de Deborah au-delà duquel il n'est pas possible d'obtenir des résultats dépend de l'algorithme utilisé.

Enfin, les résultats obtenus numériquement ne sont pas toujours en concordance avec les observations expérimentales ce qui est certainement la preuve d'une relative insuffisance du modèle utilisé.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1]	P.J. 0	CABLE,	D.V.	BOGER,	AIChE	Journal,	24	n° 5 (1978)
	869-879,	, <u>24</u> n°	6 (197	78) 992-	999, 25	n° 1 (1979	9) 1	52-159

- [2] A. OUIBRAHIM, D.H. FRUMAN, J.N.N.F.M., 7 (1980) 315-331
- [3] G. CHAUVETEAU, M. MOAN, J. Physique Lettres, <u>42</u> (1981) 201-204

- [4] D. ANNE-ARCHARD, Thèse Docteur-Ingénieur, Toulouse 1982
- [5] R.B. BIRD, R.C. ARMSTRONG, O. HASSAGER, Dynamics of Polymeric Liquids, Vol. 1, Wiley Ed. (1977)
- [6] R.B. BIRD, O. HASSAGER, R.C. ARMSTRONG, C.F. CURTISS, Dynamics of Polymeric Liquids, Vol. 2, Wiley Ed. (1977)
- [7] M.J. CROCHET, A.R. DAVIES, K. WALTERS, Numerical Simulation of Non-Newtonian Flow, Elsevier Ed. (1984)
- [8] M.J. CROCHET, R. KEUNINGS, J.N.N.F.M., <u>10</u> (1982) 339-356

Mots clé

- Simulation numérique Oldroyd B Viscoélasticité -
- Rétrecissement Eléments finis -



FIGURE 1 : Maillage M3







FIGURE 3 : Champ de vitesse - vue partielle -



<u>FIGURE 4</u> : Evolution de la vitesse axiale sur l'axe de symétrie (Maillage M5)



FIGURE 5 : Lignes de courant - influence du nombre de Deborah -



FIGURE 6 : Lignes de courant - influence des termes d'inertie -



De TX

1.5

-5

-10









<u>FIGURE 10</u> : Influence de la géométrie - allongement des macromolécules sur l'axe - (Maillage M5)


Les Cahines de Phielezie Volume VIII, numéro 2, décembre 1989

VITESSE MOYENNE DE CHUTE DE PARTICULES SPHERIQUES DANS UN ECOULEMENT OSCILLATOIRE DE SOLUTIONS DE POLYMERES

J.P. ANDRIEU *, O. SCRIVENER **

* Ecole Nationale Supérieure des Arts et Industries ** Institut de Mécanique des Fluides - URA CNRS 854 STRASBOURG

ABSTRACT

The mean settling velocity of spherical particles is measured in an oscillatory vertical flow for different frequencies and amplitudes of the movement. The results show the influence of the rheological characteristics of the solutions on the particles movement. It is also shown that these results can be used for intrisic viscosity determination.

RESUME

La vitesse moyenne de sédimentation de particules sphériques est mesurée dans un écoulement vertical oscillatoire de solutions de polymères pour différentes fréquences et amplitudes du mouvement. Les résultats montrent l'influence de certains paramètres, notamment le comportement rhéologique du liquide porteur. De plus, ce type de mesure permet d'accéder à la valeur de la viscosité intrinsèque de la solution.

1. INTRODUCTION

De nombreux travaux expérimentaux ont montré que les caractéristiques d'un écoulement pouvaient être fortement modifiées par l'addition de faibles quantités de macromolécules de haute masses moléculaires [1]. En particulier, il avait été observé que la résistance à l'avancement d'un obstacle en mouvement dans une solution de polymères pouvait être notablement diminuée et que le point d'arrêt en amont d'une sphère pouvait être le siège de phénomènes élongationnels. Dans le cadre d'une étude sur la réponse de particules solides aux sollicitations hydrodynamiques d'un écoulement oscillatoire, il nous a semblé intéressant d'étendre nos observations au cas où le fluide porteur est une solution de macromolécules.

2. RAPPELS THEORIQUES

Le bilan des forces agissant sur une particule sphérique isolée permet d'obtenir une solution exacte de la vitesse de sédimentation en écoulement laminaire (Re<1) établi:

$$W_{sc} = \frac{(\rho_s - \rho_f) g d^2}{18 \mu f}$$

Les résultats expérimentaux sont en général en bon accord avec cette relation (formule de Stokes).

Lorsque le nombre de Reynolds de la particule est supérieur à 1, la forme de l'écoulement ne permet pas d'obtenir de solution exacte et le calcul de la vitesse de sédimentation est fait à partir de formules empiriques donnant la vitesse limite de chute, ou le coefficient de traînée, en fonction du nombre de Reynolds. Parmi les relations les plus employées, on peut citer celle de MORSI et ALEXANDER [2] :

$$C_{x} = A_{1} + A_{2} Re^{-1} + A_{3} Re^{-2}$$

où les coefficients A1, A2 et A3 sont des fonctions de Re (voir tableau ci-dessous. La vitesse limite de chute se calcule alors par itération.

		als ai ti	inemey	on asioitra
Re	A 1	A 2	A 3	ni tol bes
Re<1	0	24,00	0	SMDES
1 <re<10< td=""><td>1,22</td><td>29.17</td><td>-3,89</td><td>a vitesse b</td></re<10<>	1,22	29.17	-3,89	a vitesse b
10 <re<100< td=""><td>0,62</td><td>46,50</td><td>-116,67</td><td>st mesurée</td></re<100<>	0,62	46,50	-116,67	st mesurée
100 <re<1000< td=""><td>0,36</td><td>98,33</td><td>-2778,00</td><td>asbutilga</td></re<1000<>	0,36	98,33	-2778,00	asbutilga
1000 <re<5000< td=""><td>0,36</td><td>148.62</td><td>-4.75.104</td><td>artains par lquide por</td></re<5000<>	0,36	148.62	-4.75.104	artains par lquide por
5000 <re<104< td=""><td>0.46</td><td>-490,55</td><td>57.87.104</td><td>a valeur de</td></re<104<>	0.46	-490,55	57.87.104	a valeur de
10 ⁴ <re<5.10<sup>4</re<5.10<sup>	0,52	-1662,50	5.42.10 ⁶	

En écoulement oscillatoire, l'équation du mouvement d'une particule sphérique s'écrit:

$$\frac{\pi d^3}{6} \left(\int s - \mathcal{A} \int f \right) \frac{dUs}{dt} = \frac{\pi d^3}{6} \left(\int s - \int f \right) g + Fx + \frac{\pi d^3}{6} \left(1 + \mathcal{A} \right) \int f \frac{dUf}{dt} + B(t)$$

De gauche à droite les termes représentent respectivement: l'inertie de la particule, son poids apparent, la force de traînée en écoulement établi, l'inertie du fluide déplacé, le terme de Basset qui représente une composante transitoire de la traînée.

reado

Les solutions de l'équation précédente dépendent du régime d'écoulement autour de la sphère. En régime laminaire, on peut considérer que la force de traînée sur la sphère est donnée par la loi de Stokes:

 $F_{x} = -3 \pi d V_{f} \rho_{f} (U_{s} - U_{f})$

MOLERUS [3] donne alors une solution exacte de l'équation du mouvement et qui s'écrit:

$$U_{c}(t) = W_{c0} + U_{1} \sin \omega t + U_{2} \cos \omega t$$

où U1 et U2 sont des constantes qui dépendent du coefficient de masse virtuelle \mathcal{F} , des caractéristiques de la particule (d, \mathcal{P}_{s}) s) et de celles de l'écoulement (A, ω) et du fluide (\mathcal{P}_{f} , μ_{f}).

Cette solution montre que, dans le cas du régime de Stokes, la vitesse moyenne d'une sphère en écoulement oscillatoire est égale à sa vitesse de sédimentation dans le même liquide au repos.

3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUE DE MESURE

Le montage expérimental (figure 1) comporte un tube vertical transparent (a) de 2 mètres de haut et d'un diamètre de 100 mm.



Figure 1 Schéma synoptique de l'installation de mesure

Le liquide est mis en mouvement dans la colonne par un piston mû par un système bielle-manivelle entraîné par un moteur à vitesse variable (b). La plage de fonctionnement a été limitée à une amplitude de 20 mm et à une fréquence de 10 Hz. Dans ces limites, le calcul a montré que le profil des vitesses pouvait être considéré comme plat dans la partie centrale de l'écoulement.

Tous les essais sont faits à température ambiante maintenue constante à 20 \pm 0,1 °C.

Les particules sont introduites au sommet de la colonne. Ces particules sont en général des sphères en matière plastique (s = 1380 Kg/m3) de diamètre compris entre 1 et 6 mm. Le fluide porteur est une solution de Polyoxide d'Ethylène POE WSR 301 dont la masse moléculaire se situe aux environs de 4x10⁶. Les concentrations utilisées se situant dans la gamme de 1000 à 5000 ppm, leur caractère rhéofluidifiant est marqué. La figure 2 présente les résultats de mesures de viscosité effectuées avec un viscosimètre à cisaillement imposé.

Une ou deux caméras vidéo (c) sont utilisées pour enregistrer le mouvement des particules sur la bande magnétique d'un magnétoscope (d). Les images sont ensuite numérisées par un micro-ordinateur (f) muni d'une carte de traitement d'images. Un logiciel permet de traiter les images, de déterminer les coordonnées des particules et de calculer les vitesses. Les valeurs moyennes sont obtenues à partir de dix essais. La référence de temps utilisée pour le calcul de la vitesse est obtenue à partir de la cadence de prise de vues de la caméra.



Figure 2 Evolution de la viscosité des solutions de polymère: solutions de POE WSR 301; mesures au viscosimètre à cylindre tournant

4. RESULTATS

Les principaux résultats des mesures de vitesse moyenne de sédimentation en fonction du diamètre des particules sont représentés figure 3 pour des oscillations d'amplitude 10 mm et de différentes fréquences. Ces résultats sont comparés avec ceux obtenus avec de l'eau pure.



Figure 3 Vitesse moyenne de sédimentation de sphères dans une solution de polymères à différentes concentration: oscillations d'amplitude 10 mm et de différentes fréquences.

Dans le cas de l'eau pure on observe une influence de la fréquence des oscillation sur la vitesse moyenne de chute et ceci d'autant plus importante que le diamètre des sphères est élevé. Cette influence de la fréquence reste visible pour les solutions de 1000 ppm mais disparait aux concentrations plus élevées. Ce résultat montre aussi que c'est le caractère rhéofluidifiant, de préférence aux propriétés visco-élastiques, des solutions qui sont responsables des différences observées entre l'eau et les solutions de polymères. En effet, dans nos conditions expérimentales d'amplitude, de fréquence et de diamètre de particules, le nombre de Deborah, défini comme le rapport d'un temps caractéristique de la solution (en l'occurrence un temps de relaxation) et d'un temps caractéristique de l'écoulement (par exemple, le rapport de la dimension géométrique caractéristique de l'écoulement et de la vitesse du fluide) ne dépasse pas la valeur de 5 pour laquelle les effets visco-élastiques deviennent prépondérants.

On observe que le ralentissement des particules en écoulement oscillatoire ($W_{so} - W_s$) diminue lorsque la concentration en polymères augmente. La comparaison avec la vitesse de chute en eau calme montre, qu'à l'exception de la concentration de 1000 ppm, l'effet des oscillations sur le ralentissement n'est pas perceptible. Ceci confirme le résultat théorique de MOLERUS [3] selon lequel, en régime de Stokes, la vitesse moyenne des particules en écoulement oscillatoire est égale à leur vitesse de chute dans le même liquide au repos. Ce résultat est aussi à rapprocher de ceux obtenus pour l'eau pure et montrant un ralentissement tendant vers zéro pour les petits diamètres (où nombres de Reynolds moyens).

La figure 3 met aussi en évidence un point d'inflexion, particulièrement pour les concentrations les plus faibles. Le diamètre correspondant à ce point d'inflexion croit avec la concentration. On peut donc considérer qu'il correspond à une transition entre le régime de Stokes et le régime d'Allen. Le calcul d'une courbe ajustant les points expérimentaux permet de délimiter les deux régimes, avec toutefois une certaine imprécision liée au nombre réduit de points et à l'incertitude sur les valeurs expérimentales. La figure 4 montre que cette limite évolue avec la concentration et semble dépendre de la fréquence des oscillations.



Figure 4 Evolution de la transition de régime d'écoulement en fonction de la concentration en polymère et de la fréquence à amplitude fixe.

En régime de Stokes, la pente de la courbe représentant la vitesse de chute en fonction du carré du diamètre des particules (figure 5) est inversement proportionnelle à la viscosité du fluide. On remarque, pour chaque concentration en polymères, que cette viscosité diminue avec le diamètre des particules et donc avec le cisaillement, confirmant ainsi le caractère rhéofluidifiant des solutions. En particulier, la pente à l'origine de ces courbes est inversement proportionnelle à la viscosité à gradient nul: vitesse de chute d'une sphère de diamètre infiniment petit. Les viscosités calculées à partir de la pente à l'origine sont comparables aux valeurs mesurées à l'aide du viscosimètre à cylindres rotatifs (figure 2).





L'extrapolation de la courbe de l'évolution de la pente à l'origine (figure 6) et donc de la viscosité en fonction de la concentration (figure 7) permet de déterminer la viscosité intrinsèque, limite de la viscosité à concentration et cisaillement nul. La valeur de la viscosité intrinsèque, caractéristique du type de polymère et de sa masse moléculaire, est comparable à celle obtenue par des méthodes classiques de viscosimétrie.



Figure 6

Evolution de la pente à l'origine des courbes de la figue 5



Figure 7 Evolution de la viscosité à cisaillement nul en fonction de la concentration des solutions de polymère: valeurs déduites des courbes de vitesse de sédimentation.

CONCLUSION

La mise en oscillation verticales du fluide se traduit par un ralentissement de la vitesse moyenne de chute de particules sphériques. Ce ralentissement est fonction de la fréquence et de l'amplitude du mouvement oscillatoire. Il dépend aussi de la viscosité du fluide.

Dans le cas d'une solution semi-diluée de polymère, le caractère rhéofluidifiant des solutions influe sur les résultats. Dans les conditions d'amplitude et de fréquence de la présente étude le caractère visco-élastique des solution n'influe pas sur les vitesses de chute, les temps caractéristiques des écoulements étant beaucoup trop longs comparés à ceux des solutions de polymères. L'exploitation des résultats a permis de montrer que la pente à l'origine des courbes de vitesse de chute permet de déterminer la valeur de la viscosité à cisaillement nul des solutions et la viscosité intrinsèque du polymère.

Figure 6 Evolution de la pente à l'origine des courbes de la

NOTATIONS ET SYMBOLES

- A Amplitude des oscillations du fluide porteur
- C Concentration du polymère (en ppm)
- d Diamètre des particules
- f Fréquence des oscillations du fluide porteur
- Re Nombre de Reynolds de la particule: Re = W d / Vf
- Wso Vitesse limite de chute de la particule dans un liquide au repos.
- Ws Vitesse moyenne de sédimentation de la particule en écoulement oscillatoire (moyenne temporelle sur un nombre entier de périodes des oscillations du fluide)
- ρ_s Masse volumique de la particule solide
- Pf Viscosité cinématique du fluide

REFERENCES

- [1] PALYVOS, J.A.; 1974: Drag reduction and associated phenomena in internal and external liquid flows, Nat. Techn. Univ. of Athens, Report 741
- [2] MORSI, S.A., ALEXANDER, A.J.; 1972: An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems, J. of Fluid Mech., 55, 192
- [3] MOLERUS, O.; 1964: Teilchenbewegung in einem pulsierenden Strömungsfeld, Chemie Ing. Techn., 36, p. 866

Les Cahiers de Rhéologie Volume VIII, numéro 2, décembre 1989

<u>CHAMP DE CONTRAINTES DANS LES SILOS METALLIQUES</u> <u>Etude comparative des modèles théoriques de calcul</u> <u>des pressions sur les parois</u>

A.KHELIL - J.C.ROTH L.E.M.T.A. IUT GC 54600 VILLERS LES NANCY

AVANT - PROPOS

Cette étude est le résumé d'un document intitulé "calcul des préssions dans les silos" établi dans le cadre des travaux du groupe scientifique et technique de la mission silo ,dont l'objectif est la rédaction d'une Norme Française sur les silos métalliques.

Ces travaux sont financés conjointement par les ministères de l'Agriculture, et de la Recherche et de l'Enseignement Supérieur du COREM, du COPREC, et des constructeurs de silos.

RESUME

Apres un bref rappel historique, nous présentons les principaux modèles utilisés actuellement pour déterminer les valeurs des préssions utilisables pour le dimensionnnement des céllules de stockage des matériaux en vrac.

Tous les calculs exploitent des modèles de la mécanique des sols, considérant la matière ensilée en équilibre limite selon le critère de Mohr-Coulomb.

En fonction des hypothèses de répartition de contraintes dans la matière ,il est possible d'obtenir des résultats très différents que nous allons méttre en évidence.

ABSTRACT

After a brief historical recall ,we report the principale methods used at présent to détermine the pressures values used for the désign of bins containing a granular médium.

All calculations considered in this paper involves the basis of soil méchanics., considéring the material in plastic failure with the Mohr-Coulomb failure critérium.

According to the assumptions on the stresses distribution within the matérial ,it's possible to obtain very différent résults for the stresses that we are going to reveal.

INTRODUCTION

Les silos sont généralement calculés sur la base d'une théorie simple . Les méthodes de calcul concernant la détermination des pressions statiques considèrent la matière ensilée comme un corps homogène isotrope . C'est ainsi que les premiers constructeurs de silos calculèrent les cellules de stockage comme si elles étaient sollicitées par un liquide de même densité que la matière ensilée.

Les études de la poussée dans les silos remplis de matériaux pulvérulents datent des expériences de ROBERT (1892).Ces études ont montré que la poussée totale sur le fond du silo était très inférieure au poids du contenu des silos et qu'à une certaine profondeur de la matière ,on n'observait plus d'augmentation de la poussée verticale. Le frottement le long de la surface latérale du silo engendré par la poussée horizontale transfère en partie le poids du matériau de remplissage sur les parois du silo.

JANSSEN en 1895 fut le premier a obtenir une solution pour calculer les pressions sur les parois verticales d'un silo en tenant compte du frottement de la matière sur les parois. La solution analytique de JANSSEN est basée sur l'hypothese de constance du rapport K de la pression horizontale sur la pression verticale. Une modification de l'analyse de JANSSEN est apportée par WALKER [2] qui accorde la variation de la contrainte verticale avec la position horizontale et définit un facteur de distribution de cette contrainte verticale " D ".

WALTERS [3],[4] reprend cette étude et l'étend systématiquement pour le calcul du champ de contrainte dynamique à la vidange du silo.JENIKE [5] en se basant sur les observations experimentales, a entrepris l'une des premières tentative originale de mise en èvidence et de calcul du switch de pression naissant lors du passage de l'état de contrainte de remplissage à celui de vidange.

Par la suite JENIKE ,JOHANSON and CARSON [6] ont établi une théorie beaucoup plus générale en considerant trois états de contraintes possibles dans un silo (état de remplissage, état de vidange, état de surpression de contrainte).

Recemment SOKOL [7] a prolongé les travaux de FREESE, en étudiant l'évolution du rapport de pressión K dans un plan horizontal du silo.

Après une présentation rapide des hypothèses et théories des différents modèles de calcul développés par JANSSEN, WALKER, WALTERS, JENIKE et SOKOL , notre travail dans cet article à pour objectif une comparaison numérique des préssions obtenues à partir de ces modèles dans le cas de silos cylindriques à paroi lisse et rugueuse rempli de sable, et de rechercher les raisons principales des divergences très importantes (parfois plus de 100% en pression) entre ces modèles.

HYPOTHESES PRINCIPALES DE CALCUL DE CHAMP DE CONTRAINTES DANS LES SILOS METALLIQUES.

La plupart des analyses du champ de contraintes dans un silo utilisent les hypothèses suivantes:

1/- La matière ensilée est considérée sans cohésion , homogène , isotrope, avec des caractéritiques mécaniques constantes, notamment l'angle de frottement interne et l'angle de frottement en paroi.

2/- La matière est dans un état de rupture décrit par le cercle de Mohr -Coulomb.L'état d'équilibre limite est atteint simultanément sur toute la surface d'une section horizontale donnée.

3/- Le domaine de rupture est complètement spécifié dans un plan sur lequel les analyses sont restreintes au problème de déformation plane.Les directions principales majeures et mineures , sont dans un plan vertical perpendiculaire aux deux parois du silo sur lesquelles les contraintes sont à déterminer.

4/- La matière est supposée en grande déformation pour atteindre l'état critique (indice de vide critique) dans lequel la rupture apparait à volume constant et à contrainte limite constante.

5/- Vitesse et accélération sont faibles pendant le remplissage et la vidange pour négliger les forces d'inertie.

I - ANALYSE DE JANSSEN

JANSSEN étudie l'équilibre d'une couche horizontale de matière ensilée.



fig :(1)

Le bilan des contraintes dans la direction z donne :

A. $\nabla_{33} + \delta A d_3 - \delta_{23}(\omega) C. d_3 - (\nabla_{33} + d \nabla_{33}) A = 0$ (1)

A : aire de la section transversale du silo

: poids volumique de la matière ensilée 8

: périmètre du silo C

Trx: contrainte horizontale

U33 : contrainte verticale

Gz3: contrainte de cisaillement

Selon JANSSEN le rapport K de la contrainte horizontale à la contrainte verticale est constant .

 $K = \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}}$

(2)

et suppose que Gax et G3 ne dependent que de z et sont des contraintes principales. A l'aide du cercle de MOHR de contraintes on détermine K

 $K = \frac{1-\sin(5)}{1+\sin(5)}$ (3)

S:Angle de frottement interne

La contrainte de cisailement à la paroi $\delta_{x_3}(\omega)$ est liée à la contrainte horizontale $\nabla_{x_x}(\omega)$ par :

$$Z_{23}(w) = T_{22}(w) \cdot f_{3} \phi$$

$$G_{XZ}(\omega) = G_{XZ}(\omega) \cdot \mu \tag{4}$$

on remplace (2), (3) dans (1) on obtient

$$\frac{d \sigma_{33}}{d_3} + \frac{\mu \kappa}{R_h} \sigma_{33} = 0$$
 (5)

Rh : rayon hydraulique = C/A

La résolution de l'équation différentielle (5) donne

$$\begin{aligned}
\sigma_{33} &= \frac{\nabla \cdot R_{R}}{\mu \kappa} \left(1 - e_{x} \rho^{-\mu \kappa 3/R_{R}} \right) & (6) \\
\sigma_{xx} &= \kappa \cdot \sigma_{33} & (7) \\
\sigma_{x3} &= \mu \cdot \kappa \sigma_{33} & (8)
\end{aligned}$$

WALKER [2], suppose que (σ_M) est fonction de x et par conséquent le coéfficient K n'est pas constant.Pour WALKER, la contrainte verticale sur un élément horizontal de matière ensilée ,tend initialement vers la contrainte principale majeure; qui provoque dans l'élément une déformation continue.Ces conditions à une certaine côte du silo, sont données pour approcher celles représentées par le cercle de MOHR limite tangent à la courbe intrinsèque.Sur un élément horizontal de matière ensilée ,les contraintes dans la matière adjacente à la paroi et celles dans la matière au centre du même élément horizontal sont représentées par les cercles de Mohr limites ci dessous.



figure (2)

La contrainte moyenne verticale sur la couche est liée à la contrainte verticale à la paroi par la relation suivante:

$$\sigma_{33}(\omega) = D * \overline{\sigma_{33}}$$
(9)

 $T_{3,2}$: contrainte verticale moyenne sur la couche

$$\overline{\overline{\sigma}}_{35} = \frac{1}{A} \iint_{A} \overline{\sigma}_{33} dA \qquad (10)$$

D : facteur de distribution de contrainte

La contrainte de cisaillement $\mathcal{E}_{x3}(\omega)$ est liée à la contrainte verticale au niveau de la paroi $\tau_{33}(\omega)$ par

$$\delta x_{z}(\omega) = B. \ \Im_{z}(\omega) \tag{11}$$

B: est déduit du cercle de Mohr

$$B = \frac{\sin (\xi) * \sin(\delta)}{1 - \cos(\xi) * \sin(\delta)}$$
(12)

Avec l'introduction de $\overline{\tau}_{jj},$ les équations de JANSSEN deviennent.

$$\overline{\sigma}_{33} = \frac{\nabla \cdot R_{\rm R}}{BD} \left(1 - \exp \frac{-BD_{3}}{R_{\rm R}} \right)$$
(13)

$$\sigma_{xx} = \frac{BD}{\mu} \overline{\sigma}_{33}$$
(14)

$$G_{\chi}(\omega) = BD \overline{\sigma}_{33}$$
 (15)

III - ANALYSE DE WALTERS (1972)

120

WALTERS [3] utilise la théorie WALKER [2] en différenciant l'état de contraintes au remplissage et à la vidange .Pour WALTERS, la juxtaposition de l'état statique (de remplissage) à l'état dynamique (de vidange) à un certain niveau du silo permet de mettre en évidence une surpression appelée switch de contrainte ou pic de pression .

III - 1 : Champ de contrainte statique et dynamique

Durant le remplissage ,aboutissant à un état statique initial de la matière ensilée (état actif) la distribution des directions de contraintes principales majeures sont approximativement verticales ,et sont représentées dans la figure (3a).Le point P1 sur le cercle de Mohr figure (4) ,représente les conditions de contraintes sur la paroi.

Quand le massif commence à s'écouler ,on observe une expansion verticale de la matière et la contrainte principale tend à devenir horizontale ,donnant ainsi l'état passif de contrainte (figure (3b)). Dans cet état , Les contraintes sur la paroi sont représentées par le point P2 du cercle de Mohr ,voir figure (4).

Les équations de contraintes établies par WALTERS sont :

$$\overline{\sigma}_{33} = \frac{8.R_{\rm R}}{BD} \left(1 - \exp{-BD_3} / R_{\rm R} \right)$$
(16)

$$\mathcal{E}_{xz}(\omega) = \mathcal{B}\mathcal{D} \quad \overline{\mathcal{O}_{zz}} \tag{17}$$

$$\nabla x x (w) = \frac{BD}{\mu} \overline{\nabla_3 z}$$

$$BD = \frac{t_3 \not p A \sin^2 S}{(1 + A \sin^2 S) \pm 2y A \sin S}$$
(18)
(19)

Le signe + correspond à l'état statique Le signe - correspond à l'état dynamique

$$Y = (2/(3*C))*[1-(1-C)^{3/2}]$$
(20)
C= [tan(\$\phi\$)/tan(\$\beta\$)]² (21)





t:vidange





)

figure (4):cercle de Mohr de contraintes

III-2 Pic de contrainte horizontale (switch stresses)

Durant la vidange ,l' état de contraintes est perturbé et passe à l'état dynamique .Cette transition entre l'état statique et l'état dynamique s'appelle "switch",elle est accompagnée d'une surpréssion sur les parois qu'on désigne par pic de pression ou "switch stresses".

La juxtaposition de ces deux états de contraintes à une profondeur h=1 fois le diamètre du silo,donne les équations suivantes pour les contraintes.

$$\overline{\sigma}_{33} = \frac{\delta R_{\rm h}}{BD} \left[1 - \exp\left(\left(\frac{BD}{D} \right)_{\rm b} \left(3 - \frac{h}{A} \right) / R_{\rm h} \right) \right] + \overline{\sigma}_{33} \left(5 \right) \exp\left(- \left(\frac{BD}{D} \right)_{\rm b} \left(3 - \frac{h}{A} \right) / R_{\rm h} \right)$$
(22)

le pic de contrainte à un niveau h est:

 $(BD)_{o}$: relatif à létat dynamique ,signe - dans l'équation (19) $(BD)_{s}$: relatif à l'état statique ,signe + dans l'équation (19)

(5): contrainte verticale statique qui s'éxerce au niveau h
(52: (3): contrainte horizontale statique qui s'exerce au niveau h

IV : ANALYSE DE JENIKE

A/ Remplissage

Selon JENIKE [6] ,les équations de JANSSEN donnent une bonne approximation des contraintes sur les parois.avec K coefficient de pression pris égal à 0.4 (déterminé expérimentalement) .

B/ vidange

Durant la vidange , la forme et la ruguosité des parois engendrent divers changements dans le champ de contraintes initial ou de remplissage.Le mécanisme par lequel cette modification apparait s'explique par le développement de minces couches limites près des parois .La visualisation de l'écoulement à travers des parois transparentes sur modéle réduit, montre que de minces couches s'écoulent par intermittence sur les parois , se forment et se dissolvent dans le massif .Ces couches limites sont instables et de faibles durée. La formation de ces couches limites provoque une transition du champ de contraintes de JANSSEN (statique) vers un champ de faible énergie de déformation élastique.Par la minimisation de cette energie de déformation élastique durant l'écoulement ,JENIKE établit les équations suivantes pour les contraintes :

$$\overline{U_{33}} = \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{P}} \left(\frac{k}{k} + \frac{(1-k^{2})(e^{\beta_{3}} - e^{-\beta_{3}}) - \frac{k}{k} \left[(1+k)e^{\beta(H-3)} + (1-k)e^{-\beta(H-3)} \right]}{(1+k)e^{\beta H} + (1-k)e^{-\beta H}} \right)$$
(25)

La contrainte de cisaillement Zx; est déduite de la force Fc

 $F_{c} = Rh\left(\delta_{3} - \sigma_{33}\right) \qquad (26)$

H : hauteur totale du silo $\sigma_{33}(s)$: contrainte verticale de JANSSEN au niveau z

122



U: coefficient de poisson K: coefficient de pression de JANSSEN

De plus JENIKE apporte deux modifications aux résultats données par les formules (24) et (25)

1- Il recommande une réduction de 15% sur les valeurs calculées par les équations (24) et (25)

2- La courbe de contrainte horizontale en dessous du maximum donné par l'équation (24) est considérée comme une droite verticale.(voir figure 6,8).

V/ ANALYSE DE SOKOL (C.T.I.C.M.)

SOKOL [7] détermine les équations donnant les contraintes maximales qui peuvent se produire en remplissage et en vidange dans un silo. En partant de la variation du coefficient λ rapport de pression , deux états d'équilibre sont alors étudiés.

- état d'équilibre (1) qui peut se produire au remplissage.

- état d'équilibre (2) qui peut se produire à la vidange.

V-1 : Equations de contraintes à l'équilibre

Dans l'équation d'équilibre des forces verticales sur une couche horizontale selon JANSSEN ,SOKOL prend comme contrainte verticale, la moyenne de la contrainte normale sur une couche

$$\mathcal{T}_{33} m_i = \frac{\Lambda}{A} \iint_A \mathcal{T}_{33i} (x) dA
 (29)$$

A : aire de la surface de la section le rapport à est défini par:

A = Jzzi Jzzmi

(30)

i = 1,2 relatif à l'état d'équilibre 1 et 2

les équations de contraintes sont:

$$\sigma_{33mi} = \frac{\chi_{RR}}{\mu_{i}\lambda_{i}} \left(1 - \exp \left(- \left(\lambda_{i} \mu_{i} \frac{3}{R_{L}} \right) \right) \right)$$
(31)

$$\sigma_{xxi} = \lambda i \sigma_{zxmi}$$
 (32)

$$\zeta_{3xi} = \mu_i \zeta_{xxi}$$
 (33)

V-2 :Etat d'équilibre -1-

A partir du cercle de Mohr et de la trajectoire des directions des contraintes principales ,on montre que

$$\lambda_{1} = \frac{1 - \sin(\delta_{1}) * \cos(2Vp1)}{1 + \sin(\delta_{1}) * \cos(Vp1)}$$
(34)

S1:angle de frottement interne à l'état d'équilibre 1 Vp1:angle entre le vecteur contrainte principale à la paroi et l'axe z (voir équation (16) réference [7])

V-3 :Etat d'équilibre -2-

La théorie déterminant l'état 2 est basée sur la variabilité du rapport λ en fonction de z, suivant une fonction continue proche d'une sinusoide fluctuante entre les valeurs limites λ_4 et λ_2 .Deux étapes de calcul sont alors considérées:

A/ calcul du rapport moyen \langles sur une surface horizontale d'une couche de matière ensilée comme à l'état -1-, suivant les directions des contraintes principales à l'état d'équilibre -2-

$$\lambda_{2} = \frac{1 - \sin(\delta_{1}) * \cos(2Vp2)}{1 - \sin(\delta_{1}) * \sin(Vp2)}$$
(35)

Vp2: établi dans l'équation (17) référence [7]

B/ Calcul du rapport équivalent dans l'espace. L'approche de FREESE, cité en [7], est développée par SOKOL en faisant un calcul de la valeur équivalente de λ relative à la fonction sinusoidale proche de la réalité, soit

$$\lambda_{2} = \sqrt{\lambda_{1} \cdot \lambda_{2}} \qquad (36)$$

Les démonstrations sont clairement spécifiées par SOKOL dans [7]

Pour chaque état d'équilibre, on remplace μ ; λ ; par leurs valeurs respectives dans les équations (31), (32), (33).

VI- COMPARAISON NUMERIQUE DES MODELES DE WALTERS ,SOKOL JENIKE AVEC LES NORMES ALLEMANDES DIN (1964) ET DIN(1986)

Comme ce sont généralement les régles Allemandes (DIN) qui sont utilisées en France ,nous avons jugé intéressant de faire l'analyse comparative entre les modèles théoriques de WALTERS,JENIKE ,et SOKOL avec les normes DIN(1964) et DIN(1986).

VI-1 Référence de calcul:

A/ Géométrie utilisée

Nous considérons comme référence pour nos calculs un silo cylindrique de 8m de diamètre et de 25m de hauteur.

Conditions de parois:

- * silo à paroi lisse
- * silo à paroi rugueuse

B/ Caractéristiques de la matière ensilée.

L'exploitation des modèles à été réalisée en utilisant comme matière ensilée du sable avec les caractéritiques suivantes:

- * poids volumique de la matière ensilée & =15.7 KN/m3
- * angle de frottement interne $\delta = 30^{\circ}$
- * angle de frottement en paroi lisses $\phi = 22^{\circ}$
- * angle de frottement en paroi rugueuses $\phi = 29^{\circ}$
- C/ Particularité des conditions de remplissage et de vidange.

Pour le modèle de SOKOL et la norme DIN(1964), nous avons utilisé les caractéristiques mécaniques en remplissage et vidange utilisées dans [7].

Dans les autres modèles de calcul ,on ne différencie pas les angles de frottement en remplissage et en vidange.

D/ Remarque :

Les procédés de calcul d'après les normes DIN 64 et 86 ,utilisent les équations de JANSSEN avec des modifications pour le rapport de pression, en remplissage et vidange.

E/ Symboles utilisés dans la désignation des courbes

Symboles ******** contrainte suivant le modèle de :

- S(R) ********* SOKOL en remplissage S(V) ********** SOKOL en vidange
- W(R) ******** WALTERS en remplissage W(V) ******** WALTERS en vidange
- "(V) "ADIERS en vidange
- J(R) ********* JENIKE en remplissage J(V) ********* JENIKE en vidange
- D1(R) ********* DIN 1964 en remplissage D1(V) ********* DIN 1964 en vidange
- D2(R) ******** DIN 1986 en remplissage D2(V) ******** DIN 1986 en vidange

V-2: Comparaison numérique des résultats:

Les valeurs obtenues obtenues avec le modèle de SOKOL sont présentés dans les tableaux (1) et (2).Ces valeurs servent de reférence pour tous les calculs.

Les variations relatives des pressions horizontales et verticales obtenues par les méthodes de calcul de WALTERS, JENIKE et les Normes DIN (1964 et 1986) comparées aux résultats de la méthode de SOKOL sont exprimées en % dans les tableaux (3),(4),(5),(6).

Une certaine concordance apparait seulement dans un tronçon limité du silo pour ces différents résultats.

Etude des pressions horizontales:

A/ en remplissage:

Les méthodes de calculs de JENIKE ,WALTERS, et SOKOL donnent des résultats assez proches.L'ecart maximal relatif ne dépasse pas 6.5% en général.Cet écart augmente avec la ruguosité des parois (voir tableau N° 4) notamment à faibles profondeurs (partie haute du silo).Cependant à grande profondeur cet ecart ne dépasse pas 3%. L'écart relatif maximum entre les valeurs données par SOKOL et par la norme DIN(86) ne dépasse pas 6% sur toute la hauteur du silo à parois rugueuses (voir tableau N°4).Toutefois cet écart dépasse largement 15% en moyenne pour le silo à parois lisses (voir tableau N°3).Comme la norme DIN utilise les équations de JANSSEN,l'écart restera sensible au coéfficient de frottement en paroi .Toute comparaison à ce niveau est donc inutile.

B/ En vidange :

A l'exception du modèle de SOKOL et de la norme DIN (86), l'ensemble des méthodes de calcul donne des résultats très différents.

Pour la méthode de WALTERS qui varie très différemment des autres méthodes dans la partie supérieure ,les écarts dépassent 50% à 3m de profondeur :(voir tableau N°5 et 6).

Les différences peuvent étres imputées aux hypothèses adoptées par les différents auteurs.

WALTERS , par exemple , dans son analyse , calcule le

coéfficient de distribution "D" de la contrainte verticale sur une couche prise à grande profondeur en supposant que cette contrainte verticale ne varie plus avec z.Ceci montre que son expression n'est pas représentative sur toute la hauteur du silo.

JENIKE considère ,à la vidange, l'enveloppe des pics de pression horizontale dus au changement d'état de contrainte (passage du remplissage à la vidange), et recommande une réduction de 15% des valeurs des pressions de cette envelopppe. La méthode de SOKOL donne la moyenne de ces pics de pression , ce qui justifie la réduction proposée par JENIKE.

C/ Switch stresses - pic de contraintes

Le brusque passage de l'état d'équilibre de la matière au repos à celui de la matière en mouvement au moment de la vidange provoque généralement des augmentations importantes et rapides de la poussée de la matière sur les parois.

Le frottement de la matière sur la paroi diminue par suite du mouvement rapide de la matière dès l'amorçe de la vidange, entrainant un état de contrainte extrème ou la contrainte horizontale est presque principale. Cet état de contrainte ne dure que quelques instants, le temps de mise en place de la matière dans son nouvel état d'équilibre qui est l'état de contrainte à l'écoulement . Cet état à l'écoulement est intermédiaire entre l'état extrème (passif) et l'état de remplissage (actif).

Les divers auteurs qui se sont penchés sur ce phénomène ,tels que JENIKE et WALTERS ont tous négligé la forme de la trémie et le débit de vidange qui constituent des paramètres éssentiels dans l'augmentation des contraintes horizontales.La juxtaposition considérée par WALTERS ,de l'état statique à l'état dynamique à une certaine hauteur h du silo provoque un saut de contrainte lié à cette discontinuité de comportement .(voir courbes fig 6,8).Ce pic peut étre très élevé pour les matières dont l'angle de frottement interne est important (voir figure (10) pour $\delta = 45^\circ$).

SILO CYLINDRIQUE & PAROIS VERTICALES

TABLEAU Nº1 :PRESSIONS HORIZONTALES ET VERTICALES CALCULEES PAR LA METHODE DE L.SOKOL SILC A PAROIS LISSES

ERTICALES CALQUEES PAR TABLEAU N°2 :PRESSIONS HOFIZONTALES ET VERTICALES CALQUEES PAR LA METHODE DE LISONOL SILO A PAROIS RUGUEUSES

	•	PRESSIONS VE	RTICALES	*	PRESSIONS VE	RTICALES		•	PRESSIONS	VERTICALES	*	PRESSIONS	MORIZONTALES
PROFONDEUR	•	REMPLISSAGE	VIDANCE		REMPLISSAGE	VIDANCE	PROFONDEUR IN	• 5	EMPLISSAGE	VIDANGE	b• 21	REMPLISSAGE	VIDANCE
*********	••••	***********	**********	******	*************	*********	*********	****	*********	*********	******	***********	**********
1	*	15.12	14.75		5.67	11.82	1	*	14.67	14.47		7.10	10.90
3	•	42.12	39.27	•	15.60	31.46	3	*	38.62	37.18		13.29	28.02
5	•	£5.33	58.37	•	24.51	46.76	5		56.83	53.54		27.50	40.33
7		25.28	73.24		32.00	58.68	7	•	70.68	65.31		34.20	49.20
9	•	102.4	84.82		38.43	67.96	9		81.21	73.78		39.30	55.59
11		117.14	93.84	100	43.96	75.19	11		89.22	79.89		43.17	60.19
13	•	120.80	100.87		48.71	80.82	13	•	95.31	84.28		46.12	63.50
15		140.67	106.34	•	52.79	85.20	15		99.94	87.45		48.36	65.88
17		150.02	110.60		56.29	88.61	17		103.4	89.72		50.06	67.60
19		158.05	113.92	•	59.31	91.27	19		106.14	91.36		51.36	68.84
21	•	164.95	116.51		61.90	93.34	21		108.18	92.55		\$2.34	69.73
23	•	170.88	118.52		64.12	94.96	23		109.73	93.40		53.09	70.37
25	•	175.98	120.09	•	66.04	96.21	8		110.90	94.01		53.66	70.83

CALCULEES PAR LES METHODES DE WALTERS , JENIKE, DIN 64 ET DIN 86 PAR RAPPORT & CELLES DE L.SOKOL SILO & PAROIS LISSES

TABLEAU N*3 : ECAPT EN X ENTRE LES PRESSIONS HORIZONTALES ET VERTICALES TABLEAU N*4 : ECAPT EN X ENTRE LES PRESSIONS HORIZONTALES ET VERTICALES CALCULEES PAR LES METHODES DE WALTERS , JENIKE, DIN 64 ET DIN 66 PAR RAPPORT & CELLES DE L. SOKOL SILC & PAROIS RUGUEUSES

			********	*******	******	*******	******	*****	*********	********	******		******	*******	**********
	• PRE	SNOISS	VERTICALS	s *	P	RESSIONS	HORIZON	TALES		• •••	221042	VERTICALE	s • P	RESSIONS	HORIZONTALES
*********	*******	******	********	*******	******	*******	*******	*******	********	********		********	••••		
PROFONDEUR	WAL TERS	DIN 6	4 DIN 84	JENIKE	ALTERS	DIN 64	DIN 66	JEKIKE	PROFONDEUR	THALTERS	DIN	54 DIN 86	JENIKE *WALTERS	DIN 64	DIN 86 JENIK
•••••	•••••	******	*******	*******	******	*******	*******	*******	*******	•••••	******	********	*************	********	***********
1	* 0.21	11.99	0.70	-0.24 *	-5.21	49.2	34.67	6.32	1	* 1.36	15.40	4.62	1.16 * -60.22	18.95	1.26 16.38
3	• 0.62	7.11	-1.56	-0.71 *	-4.81	42.71	33.69	5.82	3	• 3.96	16.83	3.37	3.39 * -16.98	19.75	0.07 20.18
5	• 1.01	2.77	-3.64	-1.16 *	-4.44	36.93	28.37	5.35	5	* 6.39	18.14	2.30	5.46 * -14.85	22.06	-0.96 -12.82
7	* 1.45	-1.09	-5.55	-1.57 *	-4.09	31.78	25.84	4.91	7	* 8.65	19.32	1.35	7.37 * -13.05	23.30	-0.19 -11.24
•	* 1.75	-4.52	-7.29	-1.96 *	-3.76	27.21	23.50	4.49	9	*11.71	20.40	0.52	9.11 * -11.40	24.40	-2.71 -9.80
11	• 2.06	-7.56	-8.68	-2.33 *	-3.45	23.11	21.40	4.10	11	*12.59	21.35	-0.20	10.68 * -9.89	25.39	-3.40 -8.50
13	• 2.37	-10.26	-10.33	-2.67 *	-3.15	19.56	19.47	3.74	13	*14.29	22.20	-0.82	12.10 * -8.54	26.27	-4.01 -7.33
15	• 2.67	-12.64	.11.64	-2.98 *	-2.87	16.36	17.72	3.41	15	*15.81	22.95	-1.35	13.36 * -7.32	27.04	-4.52 -6.28
17	+ 2.94	-14.75	-12.83	-3.27 *	-2.61	13.58	16.13	3.09	.17	•17.15	23.60	-1.79	14.47 * -6.24	27.72	-4.95 -5.37
19	* 3.20	-16.61	-13.91	-3.54 *	-2.36	11.10	14.70	2.81	19	*18.34	24.16	-2.17	14.45 * -5.29	28.29	-5.32 -5.56
21	+ 3.44	-18.25	-14.88	-3.79 *	-2.14	6.92	13.62	2.46	21	*19.38	24.65	-2.48	16.30 * -4.27	28.80	-5.62 -3.86
23	* 3.66	-19.69	-15.75	-4.02 *	-1.83	7.00	12.24	2.30	23	*20.28	25.06	-2.74	17.04 * -3.74	29.92	-5.87 -3.25
25	* 3.87	-20.99	-16.54	-4.24 *	-1.73	5.31	11.19	2.07	Z 5	*21.07	25.42	-2.94	17.67 * -3.11	29.59	-6.08 -2.73

VIDANGE :

CALCULEES PAR LES METHODES DE WALTERS , JENIKE, DIN 64 ET DIN 86 PAR RAPPORT & CELLES DE L.SOKOL SILO & PAROIS LISSES

TABLEAU N°5 : ECART EN X ENTRE LES PRESSIONS HORIZONTALES ET VERTICALES TABLEAU N°6 : ECART EN X ENTRE LES PRESSIONS HORIZONTALES ET VERTICALES CALCULEES PAR LES METHODES DE MALTERS , JENIKE, DIN 64 ET DIN 66 PAR RAPPORT & CELLES DE L.SOKOL SILO & PAROIS RUGUEUSES

*****			******	********		*******	• • • • • • • • • • • • • • • • • • •	*******	*******	******	*******			
	* PRES	SSIDES VE	RTICALES *	PRESSIONS	HORIZON	TALES		. PRES	SIONS VE	RTICALES	• P	RESSIONS	HOFIZO	TALES
*******				********		•••••	********	•••••	•••••	*******	*****	*******	*******	*******
PROCONDEUR	WALTERS	DIN 64	DIN 86 JENIKE WALTER	RS DIN 64	D14 86	JENIKE	PROFONDEUR	*WALTERS	D14 64	DIN 86 JENIK	E-JAL TERS	DIN 64	DIN 8	JENIKE
*******			******	• • • • • • • • • • • • •	*******	******	********	******	*******	•••••	*******	*******	*******	*******
1	• -12.02	10.97	-61.3 * 114.	13 38.50	10.24	-23.46	1	* -9.69	50.13	-65.4	* 60.40	50.13	-4.65	-18.40
3	29.56	4.11	-60 * 71.4	5 30.44	-7.75	-20.25	3	• -24.23	46.50	-63.5	• 34.58	46.50	-3.42	-14.4
5	* -41.13	-0.89	-60.8 * 43.20	6 23.26	-5.75	-17.15	5	* -34.12	43.42	-65.3	• 17.01	43.42	-2.35	-10.8
7.	48.92	-5.38	-60.9 * 24.3	1 18.09	-3.90	-14.17	7	* -40.89	40.82	-66.1	• 4.98	40.82	-1.36	-7.45
9	* -54.26	-9.11	-62.1 * 11.3	3 13.44	-2.20	48.84	9	• -45.56	38.67	-67.1	• 3.30	38.67	-1.51	55.6
11	+ -57.97	-12.18	-61.9 * 2.27	9.57	-0.63	45.08	11	• -48.80	36.90	-67.8	*.9.05	36.90	0.22	54.5
13	• -60.62	-14.72	-61.7 *-4.15	6.43	0.81	40.78	13	* -51.06	35.46	-70.3	• - 13.07	35.46	0.84	53.7
15	• -62.52	-16.79	-59.7 *-8.78	3.85	2.10	38.07	15	• -52.64	34.29	-67.3	*-15.88	34.29	1.37	52.1
17	+ -63.91	-18.48	-58.6 *-12.1	6 -3.25	3.29	32.76	17	· ·53.76	30.97	-64.9	•.17.87	26.81	1.82	48.5
19	64 . 94	-19.85	-56.1 *-14.6	6 -10.50	4.35	28.89	19	• -54.55	32.63	-62.5	•-19.27	18.66	2.18	46.2
21	65.70	.20.96	-50.9 *-16.5	3 - 16.82	5.28	26.03	21	• -55.11	32.06	-56.6	·-20.27	11.34	2.49	44.4
23	+ -66.28	-21.85	-43.3 17.9	3 -22.49	6.11	23.88	23	• -55.51	31.61	-51.0	*-20.98	4.58	2.73	43.1
25	· .66.72	-22.57	-34.5 19.0	-27.71	6.84	22.27	25	* -55.80	31.26	-40.7	*-21.49	-1.80	2.93	42.1

CONCLUSION

L'analyse comparative des résultats obtenus à l'aide des différents modèles exploités montre la dispersion des valeurs surtout dans le cas de la vidange et que :

- L'ensemble des modèles établis à partir de l'état d'équilibre limite de la matière sont insuffisants.

- Les aspects dynamiques, en dehors de leur complexité, ne sont pas pris en compte sauf partiellement dans le modèle de JENIKE.

- Les paramètres mécaniques, caractéristiques de la matière ensilée jouent un role essentiel dans les résultats obtenus.

Toutes ces considérations démontrent qu'il faut confronter ces techniques de calcul aux mesures, obtenues sur le site expérimental de Chartres, disponible actuellement.Cette confrontation doit mettre en evidence dans la mesure du possible ,le role et l'importance des paramètres mécaniques de la matière ,des techniques de mesures et valider un modèle pour établir une réference de calcul des pressions pour la conception des silos métalliques.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GAYLORD (E.H. et G.N.) Désign of steel bins for storage of bulk storage PRENTICE-HALL, INC ,1984
- [2] WALKER D.W. A approximate théory for préssure and arching in hoppers Chemical Engineering Science 1966 vol 21 pp 975
- [3] WALTERS J.K. A théoritical analysis of stresses in silos with vertical walls . Chemical Engineering Science 1973 vol 28 pp 13
- [4] WALTERS J.K. A théoritical of stresses in axially-symmetric hoppers an bunkers. Chemical Engineering Science 1973 vol 28 pp 779
- [5] JENIKE and JOHANSON Bin loads -Journal of structural division ST4 April 1968 pp 1011-1039
- [6] JENIKE -JOHANSON and CARSON Bin loads -part 2 -concepts- Journal of Engineering for industry -feb 1971.
- [7] L.SOKOL Wall loads in vertical silos -International Journal of bulk solids storage in silos -vol 1 N°1.
- [8] DIN 1055- Teil 6 (DEUTSCHENORM) -lastannahm fur Bautenlasten in silozellen -Beuth Verlag Gmbh BERLIN 30









Profondeur en m.

CLASSIFICATION GENERALE DES ANOMALIES DE VISCOSITE

par X. FAUREL, Ingénieur CNAM *, Ch. LE BRIS, Directeur technique *, et P. CHAMPION, Professeur des Universités **

* Manufacture Nationale de Sèvres - 92310 SEVRES ** C.N.A.M. - 75141 PARIS

AVERTISSEMENT DE LA REDACTION

Les auteurs avaient fait paraître cet article dans la REVUE DE L'INDUSTRIE CERAMIQUE en 1982 (789, 3/82). La Rédaction des Cahiers, en accord avec le Conseil du G.F.R., a pensé utile de diffuser ce texte auprès de tous les membres afin d'introduire la discussion pour la préparation d'une nouvelle édition du Dictionnaire.

L'article original est accompagné d'un tableau qui ne peut être reproduit en la forme dans les Cahiers. Ce tableau a été découpé, mais un exemplaire du tableau original peut être obtenu en s'adressant à Mr. X. FAUREL.

and the children of the set

in a free garter of the second s

entry and a second s Second s

autor minerariaties attacts attacts attaction () and attact in example attaction on the sould only and hardway allocation at an internation of the second of provide attacts and attaction attaction () (and a state of the sould be used ()).

A STREET AND A ST

Classification générale des anomalies de viscosité

par X. FAUREL, Ingénieur CNAM *, Ch. LE BRIS, Directeur technique *, et P. CHAMPION, Professeur des Universités **

I. Introduction

Cet exposé a deux buts :

 Etablir la liaison entre les définitions ittérales du dictionnaire du Groupe Français de Rhéologie (1), et les courbes types fonnées par ailleurs dans les publications.
 Edifier une classification générale des liuides, fondée sur ces définitions du dictionnaire de rhéologie.

I comprend deux parties :

- La liste des définitions des divers comportements rhéologiques de cette classification générale.

- Un tableau synoptique, qui illustre et résume le texte précédent. Ce tableau est présenté en encart libre inséré dans la revue.

l'autres exemplaires du tableau général peuvent être obtenus en s'adressant à la <u>Manufacture Nationale de Sèvres</u>, et au Conservatoire National des Arts et Métiers.

2. Principe :

Cette classification est fondée sur une systématique dont les deux axes sont les suivants : (voir tableau 1 sur l'encart libre).

- Horizontalement : Nous trouvons les fluides de base, caractérisés par l'allure générale de leur rhéogramme (τ, ϵ).

- Verticalement : la classification décrit les diverses influences du temps sur les comportements rhéologiques. Ainsi nous trouverons successivement :

• LES FLUIDES ACHRONES, ou fluides de base. Leur comportement ne dépend en aucune manière du temps.

 LES FLUIDES CHRONOIRREVERSIBLES : es propriétés rhéologiques de ces fluides évoluent avec le temps, au cours d'une action mécanique (écoulement), de façon iréversible.

 LES FLUIDES CHRONOREVERSIBLES: une seule caractéristique les différencie des précédents: l'évolution de leurs propriétés théologiques avec le temps est réversible, donc reproductible sur la même prise d'essai. • LES FLUIDES VIEILLISSANTS : Les propriétés de ces fluides évoluent avec le temps, **au cours d'un repos**, en l'absence de toute action physique ou chimique apparente. Cette évolution est généralement considérée comme irréversible.

Extension de la terminologie Quelques nouveaux termes ont été utilisés au cours de l'élaboration de cette classification, afin de compléter le vocabulaire existant. Ils ont été formés :

- ou bien par composition à partir de termes plus simples du dictionnaire de rhéologie (I). Repères (C) dans le texte. exemple : fluides visqueux chronoréversibles rhéofluidifiant stable.

 ou bien à partir de racines grecques ou latines. Repères (N). exemple : fluides aetoépaississants, fluides achrones.

Par ailleurs, depuis l'époque à laquelle les mesures rhéologiques étaient limitées à la simple mesure du coefficient de viscosité apparente, l'évolution des recherches et des techniques a conduit peu à peu à des mesures plus complètes, dans des conditions de plus en plus diversifiées. Aussi, le seul terme de rhéogramme est devenu insuffisant. Les chercheurs ont été conduits à préciser la nature de ces rhéogrammes par des expressions souvent lourdes.

Pour nous affranchir de cet inconvénient, nous avons utilisé au cours de cette étude les deux termes suivants :

- « Rhéogramme cyclique » : (N) C'est l'ensemble des deux rhéogrammes de charge et de décharge, (ou d'accélération et de décélération).

Ces derniers peuvent être, selon les fluides étudiés, soit identiques et superposés, soit différents. Le rhéogramme cyclique forme alors une boucle d'Hystérésis.

- « Chronorhéogramme $\tau \gg : (N)$ II correspond à l'enregistrement de la variation de la contrainte de cisaillement τ , en fonction du temps d'écoulement t, sous une vitesse de déformation constante.

Ce chronorhéogramme peut indiquer une fluidification, un épaississement, ou une absence d'évolution.

Remarque : le chronorhéogramme ϵ correspond à la variation de la vitesse de déformation ϵ , en fonction du temps pour une contrainte de cisaillement constante. Les appareils permettant ce dernier type de mesure sont rares.

3. Les fluides achrones ou fluides de base (OA0000) (N):

3.1. LES FLUIDES PUREMENT VIS-QUEUX (VA0000) :

Ces fluides sont caractérisés par une viscosité pure (I), définie comme suit : « Il existe à température donnée, une relation biunivoque entre la valeur de la vitesse de déformation et celle de la contrainte de cisaillement, et, ces deux valeurs s'annulent simultanément ». (I).

On distingue dans les fluides visqueux : - les fluides normaux (VAON00)

les fluides normaux (VAOA00), que l'on

divise en :

fluides rhéofluidifiants stables (VAOFSO)
 fluides rhéoépaississants stables

 fluides rhéoépaississants stables (VAOESO)

N.B. : les rhéogrammes correspondant aux différents types d'écoulements figurent sur le tableau synoptique, chaque courbe étant caractérisée par un indice condensé spécifique du phénomène (voir tableau explicatif en fin de texte).

3.1.1. Les fluides normaux, ou newtoniens (1): (VAONOO) Le coefficient de viscosité dynamique de ces fluides est constant, à pression et température constantes. Leur rhéogramme est linéaire. Dans le cas contraire, les fluides sont dits anormaux.

Exemples de fluides newtoniens : (2) La majorité des liquides purs, à molécules non ramifiées et à chaînes courtes eau, benzène, huiles, certaines solutions aqueuses, éther, glycol, glycérol... Les solvants courants et leurs mélanges... Les gaz sous des pressions 10^2 à 10^7 Pascal environ... Les solutions diluées de tout haut polymère, dans un solvant newtonien... Les suspensions diluées dans un fluide newtonien.

3.1.2. Les fluides visqueux anormaux : (VAOAOO) La relation : contrainte de cisaillement-vitesse de déformation n'est plus linéaire. Le coefficient de viscosité dynamique varie.

a) Les fluides rhéofluidifiants stables (I) (VAOFSO) : La viscosité apparente de ces fluides est une fonction décroissante de la vitesse de déformation ϵ (ou de la contrainte de cisaillement τ).

¹ Manufacture Nationale de Sèvres - 4, Grande-Rue, SEVRES - 92310.

^{*} Chaire des Matériaux Minéraux - Conservatoire Vational des Arts et Métiers - 292, rue St-Martin, PARIS 75141.

Anciens noms : Deux termes devraient être abandonnés au profit de celui de fluide rhéofluidifiant stable ; il s'agit de :

 fluide à viscosité de structure : ce terme est déconseillé par le Groupe Français de Rhéologie (I) dans le sens de rhéofluidifiant. Il est d'ailleurs tombé progressivement en désuétude.

 fluide pseudo-plastique (I): ce terme désigne en anglais un cas particulier des fluides rhéofluidifiants : celui pour lequel existe une asymptote oblique aux grandes valeurs de la vitesse de déformation.

Son emploi en français dans le sens général de rhéofluidifiant présente des risques de confusion dans les échanges internationaux, et devrait être réduit en français au même emploi qu'en anglais.

Exemples de corps rhéofluidifiants stables : Quartz en suspension dans de l'huile de vaseline (3)... carboxyméthylcellulose en suspension aqueuse ... certaines suspensions, solutions et fontes (4)... généralement, les liquides formés de molécules anisotropes, à longues chanes... la plupart des suspensions argileuses (4, 5, 6, 7).

Subdivisions du groupe des corps rhéofluidifiants stables : (2, 4, 8, 9, 10, 11). Afin d'alléger l'exposé de cette classification, ce paragraphe sera traité en annexe.

b) les fluides rhéoépaississants stables (I) (VAOESO) : La viscosité apparente de ces fluides est une fonction décroissante de la vitesse de déformation $\hat{\epsilon}$, (ou de la contrainte de cisaillement τ)

Subdivision : (4, 7, 8), voir annexe.

Ancien nom : les fluides « dilatants ». Ce terme était jusqu'en 1968 utilisé dans le sens de rhéoépaississant toutefois depuis cette date le **Groupe Français de Rhéologie** lui réserve un sens bien particulier :

Les fluides dilatants : (I) C'est « la propriété qu'ont certains corps d'augmenter de volume sous l'action d'un état de contrainte de cisaillement simple. A titre d'exemple, un sable dont la compacité est supérieure à une certaine valeur présente de la dilatance. Lorsque sa déformation s'exécute en présence d'eau, l'augmentation du volume des pores, d'où résulte la dilatance, produit un appel de liquide qui freine la déformation et donne un comportement analogue à celui d'un corps rhéoépaississant. Même dans cet exemple, où les deux phénomènes sont liés. on ne doit pas confondre la dilatance (propriété concernant la déformation de volume) avec l'épaississement (propriété concernant la viscosité apparente). » (I)

Exemples de fluides rhéoépaississants stables : Les glucides en solutions aqueuses (empois d'amidon, amidon de riz) (4, 12, 13)... Certains silicones et résines vinyliques (5); certaines pates concentrées de chlorure de polyvinyle (14)... Le brai (5)... Le sable humide (4) et, en général la plupart des suspensions de sable broyé et de silice vitreuse, en milieu aqueux (5, 13)... Certaines suspensions de kaolinite, dans un domaine étroit de concentration (en milieu aqueux) (4, 5, 15)... Le quartz, ou le calcaire, en suspension surdéfloculée (16). 3.2. LES FLUIDES VISCO-PLASTIQUES (I) (PA0000) :

Ils sont couramment appelés fluides plastiques.

Le comportement rhéologique d'un tel corps comprend deux phases :

 soumis à de faibles contraintes de cisaillement il se comporte comme un solide ; il n'y a pas écoulement mais, généralement, une déformation élastique.

- au-delà d'une certaine valeur de la contrainte (le seuil de plasticité), il se comporte comme un fluide.

Le seuil de plasticité est aussi désigné parfois par : limite d'écoulement. L'usage du terme anglais « yield point », ou « yied value » devrait être évité en français bien qu'il lui soit équivalent.

Aucun symbole officiel n'a encore été adopté par la normalisation française, ni par le **Groupe Français de Rhéologie.** Néanmoins, τ_o est le symbole rencontré le plus fréquemment dans les publications.

Le groupe des fluides visco-plastiques comprend :

- les fluides de Bingham,

- les fluides rhéofluidifiants plastiques stables,

- les fluides rhéoépaississants plastiques stables.

3.2.1. Les fluides de BINGHAM : (1,11,17) (PAOBOO) : Au-delà du seuil de plasticité, le coefficient de viscosité est constant.

Exemples : suspension de quartz dans du tétrachlorure de carbone (16), billes de verre dans du nujol (3), solutions aqueuses du calcaire broyé (16), certains émaux industriels (18).

3.2.2. Les corps plastiques rhéofludifiants stables : (C) (PAOFSO) Cette expression est formée par la juxtaposition des deux termes « plastique » et « rhéofluidifiant stable ». Donc on doit dans les corps rhéofludifiants distinguer deux catégories :

 celle des fluides visqueux rhéofluidifiants,
 celle des fluides plastiques rhéofludifiants.

Ancien nom : aucune dénomination ne permettait jusqu'à présent de désigner cette classe de fluides. Les noms parfois utilisés de « fluides de Casson » ou « fluides plastiques de Steiger-Trippy et Ory » ne désignent que des cas particuliers entrant dans cette classe.

Subdivisions : (4, 8, 11, 19) ; (voir annexe)

Exemples : certaines suspensions argileuses (généralement les suspensions floculées), le blanc d'œuf battu, certaines encres d'imprimerie (2), le mastic (6).

3.2.3. Les fluides plastiques rhéoépaississants stables (C) (PAOESO): Ce sont les fluides plastiques dont le coefficient de viscosité dynamique croît avec la contrainte de cisaillement.

Ancien nom : fluides dilatants plastiques. Subdivisions : elles peuvent être établies sur le même principe que précédemment, mais ceci ne semble pas indispensable pour l'instant, car ces fluides semblent très rares. *Exemples* : seul G. MOORTGAT (19) mentionne que certaines suspensions argileuses peuvent avoir ce comportement. M. HEDI-GER propose une équation sans en donner d'exemple concret (4).

4. Les fluides chronoïrreversibles: (N) (OK1000):

ou encore CHRONOFLUIDES IRREVERSI-BLES : Ce sont, rappelons le, les fluides dont les propriétés rhéologiques évoluent avec le temps, de façon irréversible **au cours d'un** écoulement.

4:1. LES FLUIDES RHEOFLUIDIFIANTS PROGRESSIFS IRREVERSIBLES (C) (VKIFPO):

L'allure générale de leurs rhéogrammes est du type rhéofluidifiant, et leurs caractéristiques particulières sont les suivantes :

 il se produit une chronofluidification, c'est-à-dire une décroissance de la viscosité apparente pour un gradient de vitesse constant,

 le rhéogramme cyclique présente une hystérésis dextrogyre.

Exemples : certains polymères liquides, dont les chaînes sont détruites par le cisaillement appliqué.

4.2. LES FLUIDES RHEOFLUIDIFIANTS DEGRESSIFS IRREVERSIBLES (C) (VKIFDO)

De profil rhéofluidifiant, ces fluides manifestent les particularités suivantes :

- un chronoépaississement,

- une hystérésis lévogyre.

Exemple : suspensions aqueuses de calcaire broyé (16).

4.3. LES FLUIDES RHEOEPAISSIS-SANTS PROGRESSIFS IRREVERSIBLES (C) (VKIEPO)

Ce sont des fluides rhéoépaississants, pour lesquels on observe :

- un chronoépaississement,

- une hystérésis lévogyre.

4.4. LES FLUIDES RHEOEPAISSIS-SANTS DEGRESSIFS IRREVERSIBLES (C) (VKIEDO)

A leur comportement rhéoépaississant se superpose :

- une chronofluidification,

- une hystérésis dextrogyre.

4.5. GENERALISATION AUX FLUIDES PLASTIQUES.

Le groupe des fluides plastiques comprend les quatre comportements précédents, affectés d'un seuil de plasticité.

Nous trouverons donc : - les fluides rhéofluidifiants progressifs plastiques irréversibles. (C) (PKIFPO), - les fluides rhéofluidifiants dégressifs plastiques irréversibles. (C) (PKIFDO), - les fluides rhéoépaississants progressifs plastiques irréversibles. (C) (PKIEPO), - les fluides rhéoépaississants dégressifs plastiques irréversibles. (C) (PKIEDO).

4.6. LES CHRONOFLUIDES IRREVERSI-BLES A DEPLACEMENT D'HYSTERESIS N) (OKIOOH).

voir tableau II. Cette famille de fluides a été créée pour intégrer à la classification générale quelques comportements plus complexes que les précédents, apparus assez récemment dans la bibliographie, ainsi que certains comportements rencontrés au cours d'une étude expérimentale, à paraître ultérieurement

Les types formés résultent ici aussi d'une systématique, mais pour certains d'entre eux, il n'existe pas encore d'exemple concret.

Nous pouvons résumer la description de ces comportements de la façon suivante :

- au cours d'enregistrements successifs de rhéogrammes cycliques, sur une même prise d'essai, il se produit un déplacement irréversible de la boucle d'hystérésis.

Pour ne pas nuire à la clarté du tableau l, cette famille de fluides figure en renvoi sur le tableau II.

On trouve ainsi les fluides suivants :

• rhéofluidifiant progressif décroissant (VKIFPD) (V.W. LIU et G.W. PHELPS) (21). Exemple : Kaolin d'Arvor (cf. étude expérimentale à paraître)

 rhéofluidifiant progressif croissant (VKIFPC)

rhéofluidifiant dégressif croissant (VKIFDC) (W.E. WORRALL) (22)

 rhéofluidifiant dégressif décroissant (VKIFDD)

 rhéoépaississant dégressif décroissant (VKIEDD)

rhéoépaississant dégressif croissant (VKIEDC)

 rhéoépaississant progressif croissant **VKIEPC**)

 rhéoépaississant progressif décroissant (VKIEPD) (K.M. BEAZLEY) (23)

Note : la même classification peut être appliquée aux fluides plastiques si des exemples concrets viennent à être mis en évidence dans l'avenir.

5. Les chronofluides reversibles (OKR000) (N)

L'évolution de leurs propriétés rhéologiques avec le temps d'écoulement est réversible donc, après repos reproductible.

5.1. LES FLUIDES CHRONONORMAUX (VKRNOO) (N)

Ce sont des fluides normaux dans le sens où leur rhéogramme enregistré point par point, en régime permanent, est linéaire. Mais ils sont aussi caractérisés par :

- un chronoépaississement.
- une hystérésis lévogyre.

On ne trouve pas vraiment d'exemples concrets jusqu'à présent dans les publications, car il semble que cet effet du temps soit très rapide. Dans ce cas il est difficile d'établir expérimentalement la distinction entre les fluides normaux, et les fluides chrononormaux.

Néanmoins, plusieurs modèles analogiques entrent dans cette catégorie (24, 25) (voir cadre A2 sur tableau III).

5.2. LES FLUIDES THIXOTROPES (I) ou rhéofluidifiants progressifs réversibles (VKRFPO)

Le terme « thixotrope » a été introduit au début du siècle, puis ensuite consacré par l'usage dans le sens donné ci-dessous.

Il est intéressant de mentionner d'abord son équivalent dans la nouvelle terminologie : fluide rhéofluidifiant progressif réversible.

Ces fluides se comportent de manière suivante :

- après un long repos, l'application d'un gradient de vitesse $\dot{\epsilon}_{1}$, entraîne une chronofluidification,

puis, pour un gradient $\dot{\epsilon}_2 < \dot{\epsilon}_1$, on observe un chronoépaississement,

- au cours d'un repos suffisamment long (jusqu'à plusieurs heures, voire plusieurs jours), le fluide retrouve son état initial,

- les rhéogrammes cycliques présentent une boucle d'hystérésis dextrogyre, reproductible après repos.

Note : lorsque le corps ne retrouve pas intégralement son état initial après un repos assez long, on parle de thixotropie partielle.

Exemples de fluides thixotropes : Graisses, onguents, suspensions suffisamment concentrées, laques, peintures, encres d'imprimerie, cosmétiques, bitumes, certaines suspensions argileuses (4, 5, 6, 10, 19), suspensions aqueuses d'oxyde de titane, de corindon, quartz, baryte, craie, galène, ou pyrolusite (26).

Subdivisions : divers critères permettent d'établir des subdivisions dans le groupe des fluides thixotropes, mais ces dernières sont encore mal définies (27),

5.3. LES FLUIDES ANTITHIXOTROPES (I) OU RHEOFLUIDIFIANTS DEGRESSIFS REVERSIBLES (VKRFDO)

Le terme « antithixotrope » a pour équivalent dans la nouvelle terminologie celui de : rhéofluidifiant dégressif réversible.

Après un repos suffisamment long,

- pour un gradient de vitesse E, il se produit un chronoépaississement,

- puis, pour un gradient de vitesse $\epsilon_2 \langle \epsilon_1,$ on enregistre une chronofluidification,

- sur les rhéogrammes cycliques, l'hystérésis est lévogyre.

L'ensemble de ce comportement est réversible au cours d'un repos suffisant.

Exemples : certaines suspensions utilisées en cimenterie et en sanitaire (15) - quelques kaolins floculés (23, 28) ou défloculés (29). N.B. : un modèle analogique décrit par B. PERSOZ correspond à ce type de fluides (II) (voir tableau III, cadre B2).

Noms à ne plus utiliser dans ce sens : fluides rhéopexes et fluides à thixotropie inverse, ou négative.

5.4. LES FLUIDES RHEOEPAISSISSANTS DEGRESSIFS REVERSIBLES (VKREDO) (C)

Ces fluides, dont le rhéogramme de base est rhéoépaississant sont caractérisés après un repos assez long par :

- une chronofluidification pour un gradient EI,

- un chronoépaississement pour un gradient $\dot{\epsilon}_2 < \dot{\epsilon}_{\mu}$

- une hystérésis dextrogyre.

Exemple : une argile kaolinique défloculée au « CALGON » (23).

Par ailleurs, nous avons mis en lumière un tel comportement pour une suspension de kaolin d'Arvor défloculée au carbonate de sodium, à une densité de 1,7 et un pH de 9.6.

5.5. LES FLUIDES

RHEOEPAISSISSANTS PROGRESSIFS REVERSIBLES (VKREPO) (C)

Sur ces fluides de type rhéoépaississant, on observe, après un repos suffisamment long :

un chronoépaississement pour un gradient de vitesse $\dot{\epsilon}_{\rm i}$,

- une chronofluidification pour un gradient de vitesse $\dot{\epsilon}_2 \lt \dot{\epsilon}_1$,

une hystérésis lévogyre,

5.6. GENERALISATION AUX FLUIDES PLASTIQUES :

De la même façon, nous trouvons ici les cinq fluides précédents affectés d'un seuil de plasticité. Ce sont :

chronobinghamiens - les fluides (PKRBOO). Plusieurs modèles analogiques figurent au tableau III, cadre D₂ (11, 16, 25),

- les fluides thixotropes plastiques, ou encore rhéofluidifiants progressifs réversibles plastiques (PKRFPO),

les fluides antithixotropes plastiques ou encore rhéofluidifiants dégressifs réversibles plastiques (PKRFDO) (C),

les fluides rhéoépaississants dégressifs réversibles plastiques (PKREDO) (C),

les fluides rhéoépaississants progressifs réversibles plastiques (PKREPO) (C),

Pour tous ces fluides, la limite d'écoulement existe au moins sur l'une des deux courbes, de charge ou de décharge, ou bien sur les deux.

Exemples: aucune distinction n'a été vraiment faite jusqu'à présent entre les chronofluides réversibles visqueux et plastiques. Nous avons donc cité tous les exemples dans le chapitre des chronofluides réversibles visqueux. Seul H. FREUNDLICH a établi une distinction (26). Ainsi les suspensions des poudres suivantes sont thixotropes plastiques :

- pyrolusite, baryte, craie, graphite, kaolin, galène, hématite...

D'autre part, l'expérience nous a montré que la plupart des suspensions céramiques thixotropes de haute concentration sont plastiques.

5.7. LES FLUIDES RHEOPEXES (OKRFPR)

Ce sont des cas particuliers des fluides thixotropes (plastiques et non plastiques) pour lesquels il se produit une « solidification sous l'effet d'un mouvement doux et régulier » (I).

Précisons que cette définition du Groupe Français de Rhéologie sous entend que : le mouvement doux et régulier accélère le phénomène de gélification thixotrope ; c'est d'ailleurs le sens généralement donné à ce terme.

Exemples: suspensions de gypse, de sélénite, de toutes les variétés de carbonate de calcium (26).

Nous avons observé ce phénomène sur une suspension de kaolin d'Arvor défloculée au carbonate de sodium.

6. Les fluides vieillissants (OV0000) (I)

Ce terme désigne les corps dont les propriétés rhéologiques évoluent avec le temps, AU REPOS. Cette évolution est généralement considérée comme irréversible.

Note : la définition du dictionnaire de rhéologie (I) peut prêter à confusion. Nous avons indiqué ci-dessus le sens consacré par l'usage et celui que le Groupe Français de Rhéologie a voulu donner à ce terme (d'après un entretien avec B. PERSOZ, délégué de ce Groupe).

De plus, on peut distinguer dans ce comportement :

1. Le vieillissement lent : C'est le type de vieillissement rencontré en céramique ; certaines suspensions voient leur viscosité évoluer pendant plusieurs jours et généralement plusieurs mois après leur préparation. *Exemples* : solutions de carboxyméthylcellulose - les suspensions argileuses en général (30, 31, 32),

2. Le vieillissement rapide : L'évolution dans ce cas se produit en quelques minutes ou quelques heures.

Exemples : la prise des liants hydrauliques peut être considérée comme un vieillissement rapide (16), ainsi que la formation de polymères visqueux.

Annexe :

Subdivisions, équations, et modèles analogiques

1. PRINCIPE GENERAL

Exemple du groupe des corps rhéofluidifiants stables :

Ce groupe peut être subdivisé en quatre classes caractérisées par la valeur de la tangente à l'origine et la présence d'asymptotes obliques sur les rhéogrammes. On trouve ainsi les quatre types de courbes suivantes : (tableau III de l'encart libre). Sa structure en est identique. Nous trouvons :

- horizontalement : les fluides de base repérés de A à F,

- verticalement :

,70

T

TYPE TT

TYPE IV

1) les fluides achrones (OA0000) 2) les fluides chronoïrréversibles

(OKI000)

3) les fluides chronoréversibles (OKROOO)



TYPE I



Remarque : les types III et IV n'ont pas de sens véritablement physique. Toutefois, ils ont permis de définir certains fluides par des équations simples, dans les limites des conditions expérimentales.

Dans chacune de ces classes, des équations, souvent empiriques ont été formulées par divers auteurs. Des modèles analogiques ont été proposés (2, 4, 8, 9, 10, 11) (voir cadre B_i sur le tableau III de l'encart libre).

Note : ce tableau III fait partie intégrante du tableau principal I. II en constitue un renvoi et permet de l'alléger. 2. Le même principe de subdivisions s'applique aux autres groupes de fluides. Des exemples ou des modèles analogiques existent pour les groupes suivants :

٤

 fluides rhéoépaississants stables;
 VAOESO. (4, 7, 8) (cadre Ci du tableau III)

 corps plastiques rhéofluidifiants stables : PAOFSO. (4, 8, 11, 19) (cadre E l du tableau III).

- fluides chrononormaux; VKRNOO. (24, 25) (cadre A3)

 fluides visqueux rhéofluidifiants dégressifs; VKRFDO. (II) (cadre B3)
 corps chronobinghamiens;

PKRBOO. (11; 16, 24) (cadre D3)

Les effets de vieillissement : deux évolutions peuvent se produire :

a) une aetofluidification (OVOOOF) (N) c'està-dire une fluidification au cours du vieillissement (du latin AETUS : Age),

b) un aetoépaississement (OVOOOE) (N) soit, un épaississement au cours du vieillissement.

Les comportements « combinés »

D'autres types d'écoulements sont parfois cités dans les publications, généralement les plus récentes.

On peut en fait les décrire comme des combinaisons des divers comportements inscrits jusqu'à maintenant sur le tableau 7.1. LES FLUIDES D'OSTWALD (13) (33)

En fonction du gradient de vitesse, leurs rhéogrammes sont constitués d'une succession des comportements : normal, rhéofluidifiant, rhéoépaississant, puis normal.

Remarque : il est possible que certains fluides considérés dans la bibliographie comme rhéofluidifiants soient en réalité des fluides d'OSTWALD, si leur comportement est étudié jusqu'à des vitesses plus élevées.

7.2. LES FLUIDES « d'OSTWALD GENERALISE » (33)

La courbe de la figure précédente se poursuit par zones successives :

- rhéoépaississante, rhéofluidifiante, et enfin normale.

Exemple : suspension d'anatase dans une solution de sucre (33),

Remarque : ce comportement paraît assez surprenant. On peut se demander quel type d'écoulement se produit aux vitesses élevées : laminaire comme aux basses vitesses ou bien turbulent.

7.3. LES FLUIDES RHEOEPAISSISSANTS DEGRESSIFS PUIS PROGRESSIFS (C)

BEAZLEY (23) a enregistré une telle courbe avec une suspension argileuse. Ce comportement ne semble pas être reproductible après repos.

7.4. LES FLUIDES ANTITHIXOTROPES PUIS THIXOTROPES, OU « FLUIDES DE MOORE -BEAZLEY (C)

Leurs rhéogrammes montrent un chronoépaississement à faible gradient de vitesse et une chronofluidification à fort gradient de vitesse, le rhéogramme cyclique est constitué par une boucle croisée, et thixotrope dans sa partie supérieure.

Exemple: le sang hymain (34), quelques suspensions céramiques (23, 29) *Note*: seul BEAZLEY (23) a enregistré conjointement le chronorhéogramme et le rhéogramme cyclique. MOORE a limité ses observations au domaine des chronorhéogrammes. (29)

7.5. LES FLUIDES THIXOTROPES-ANTI-THIXOTROPES AU REPOS, OU « FLUIDES DE HECKROODT » (C)

Au cours du repos, il se produirait d'abord un épaississement, puis une fluidification. *Exemple* : une suspension de kaolin d'Afrique du Sud (28).

7.6 LES FLUIDES THIXOTROPES-ANTI-THIXOTROPES ARGILEUX. (35)

Au cours d'un écoulement à vitesse constante, on observe successivement une première phase pendant laquelle la fluidification thixbtrope due à l'écoulement prédomine, puis une seconde phase pendant laquelle l'épaississement antithixotrope devient prédominant.

On explique ce double phénomène par la formation d'une "structure mobile" en chaînes de particules.

Exemple : du kaolin d'Arvor défloculé au carbonate de soude ou à la pipéridine.

L'indice condensé

La dénomination complète de chaque anomalie de viscosité peut être condensée sous forme d'un indice.

Sa composition sert de guide logique sur le tableau synoptique. Cet indice comprend six lettres. Chacune désigne une des propriétés du fluide.

1" lettre :	V = V isqueux	représentant deux subdivisions de
	P = Plastique	l'axe horizontal
2º lettre :	A = Achrone	
	K = Chrono	AND A STARL OF STARLARD AND A STARLARD
	V = Vieillissant	représentant 4 subdivisions de l'axe
3º lettre :	$R = \mathbf{R}$ éversible	vertical
	l = Irréversible	
4ª lettre :	N = Newtonien ou Normal	
	A = Anormal	and the second sec
	B = Binghamien	
	E = rhéo-Epaississant	
	F = rhéo-Fluidifiant	
5º lettre :	S = Stable	
	P = Progressif	
	$D = \mathbf{D} \acute{e}gressif$	subdivisions complémentaires des
6º lettre :	C = Croissant	deux axes horizontal et vertical
	$D = D \acute{e} croissant$	
	E = aeto - E paississant	
	F = aeto-Fluidifiant	
	R = Rhéopexe	
	H = Hystérésis = = (déplacement irréversible d'Hystérésis)	

La lettre O : indique l'absence de propriété particulière au rang concerné.



Exemple : l'indice VKRFPO désigne un fluide Visqueux CHrono-Réversible rhéo-Fluidifiant Progressif.

Remarques générales :

 quelques anomalies de viscosité de la classification sont citées par un seul auteur.
 Elles devront être vérifiées et confirmées afin d'éliminer d'éventuelles perturbations dues aux caractéristiques des appareils utilisés. A titre d'exemple, les anomalies de boucles croisées pedvent être caractéristiques de l'échantillon, mais elles peuvent, si l'on n'y prête pas suffisamment attention, résulter directement d'un effet parasite du viscosimètre (inertie...).

- cette classification est fondée sur la forme des courbes obtenues expérimentale-

L'INDUSTRIE CERAMIQUE, Nº 759, 3/82

140

ment, et non sur les théories des phénomènes relatifs à chaque anomalie de viscosité.

Ces théories sont encore diverses, controversées ou insuffisamment établies.

 cette classification devrait permettre en comparant les courbes de viscosité obtenues par les chercheurs dans des domaines très variés une analyse complète des phénomènes rhéologiques.

Ainsi, à travers une telle approche du phénomène de thixotropie, il apparaît que ce phénomène n'est pas une particularité spécifique des suspensions argileuses, ni de l'état lamellaire ou aciculaire, considéré souvent comme responsable de cette anomalie.

Il semble qu'un phénomène de portée assez générale soit à la base de la propriété de thixotropie que manifestent de nombreuses suspensions minérales.

La thixotropie des suspensions de particules phylliteuses ou aciculaires reste uniquement un cas particulier pour lequel le phénomène est plus important.

8. CONCLUSION

Cette classification générale des fluides est susceptible de perfectionnements et de compléments.

Néanmoins, aucune autre synthèse systématique équivalente n'existe actuellement dans la bibliographie.

Certains types de fluides ne sont pas encore illustrés d'exemples concrets. Ceux-ci apparaissent peu à peu, comme le montrent les publications les plus récentes, ainsi qu'urie étude expérimentale d'un kaolin d'Arvor. (A paraître ultérieurement).

Hormis son rôle de nomenclature ordonnée des fluides actuellement répertoriés, cette classification constitue donc un cadre aux divers phénomènes rhéologiques que les recherches futures mettront en évidence.

68

Bibliographie

- GROUPE FRANÇAIS DE RHEOLOGIE : Dictionnaire de rhéologie. Annales de l'Institut Technique du Bâtiment et des Travaux Publics, supplément aux nº 295-296, juillet-août 1972, pp. 127-138.
- 2 J.R. VAN MAZER J.W. LYANS K.Y. KIM - R.E. COLWELL : Viscosity and flow measurement. New York, Interscience publishers, 1963.
- 3 H. GREEN R.N. WELTMANN : Analysis of the thixotropy of pigment vehicle suspensions ; Ind. eng. chem. Anal. Ed., (15), 3, 1943, pp. 201-206.
- 4 M. HEDIGER : Mesure de caractéristiques rhéologiques. Zurich. contraves, 1979.

5 - Ch. A JOUENNE :

Traité de céramiques et matériaux minéraux. Paris, Septima, 1980. 6 - J. LAMY :

- Recueil de théories sur la rhéologie. Villeurbane, J. LAMY et CIE, 1962-1970.
- 7 W.C. ORMSBY J.R. MARCUS : Flow properties of aqueous suspensions containing kaolins of varying degrees of cristallinity. J. Am. Ceram. Soc., (50), 4, avril 1967, pp. 190-195.
- D. BELLET CI. THIRRIOT : Mesure des divers paramètres rhéologiques. Cah., Grpe. Fr. Rhéol., numéro spécial, Nov. 1970, pp. 415-426.
 M.M. CROSS :
- 8 Willin, Choose , Rheology of non - Newtonian fluids : a new flow equation for pseudo plastic systems. J. of colloïd science (20), 1965, pp. 417-437.
- 10 M. JOLY : Comportement rhéologique des liquides et suspensions. Cah. Grpe. Fr. Rhéol., numéro spécial, Nov. 1970, pp. 397-405.
- B. PERSOZ : Modèles non linéaires, pp. 45-72. La rhéologie. Paris, Masson, 1969.
- 12 Y. NEDONCHELLE R.A. SCHUTZ : La rhéologie des systèmes à base de carbohydrates macromoléculaires. Cah. Grpe. Fr. Rhéol., 5, Novembre 1967, pp. 205-292.
- 13 H.R. KRUYT : Colloïd science. Amsterdam, Elsevier publishing company, 1952.
- 14 R.G. SMOLUK : Rheology. Study of flow. SPE journal, (27), décembre 1971, pp. 20-30.
 15 - Ch. A. JOUENNE :
- 5 Ch. A. JOUENNE : Propriétés rhéologiques des barbotines de coulage. Industrie céram., 589, octobre 1966, pp. 843-854.
- 16 J.B. BOMBLÉD . Recherches sur les propriétés rhéologiques des suspensions minérales concentrées. Cah. Grpe. Fr. Rhéol., 2, avril 1966, pp. 35-49.
- 17 J. MANDEL : Aperçu sur les principaux comportements rhéologiques, pp. 1 à 17, B. PERSOZ, la rhéologie, Paris, Masson, 1969.
- 18 Z. VOBORSKA P. VYCUDILIK : Propriétés rhéologiques des suspensions d'émail. Sklar a keramik, (24), I, janvier 1974, pp. 4-9.
- 19 K. STEIGER TRIPPY et A. ORY : De l'interprétation des courbes d'écoulement. Pharmazentisches institut der Eidgenössischen Tech. Hoschule clausuisstrass 25 Zurich 5.
- 20 G. MOORTGAT : Condensé bibliographique sur les propriétés rhéologiques des barbotines céramiques et les facteurs les influençant. Bull. Inform. Céram. 23, mars 1973, pp. 7-31.
- 21 V.W. LIU G.W. PHELPS : Influencia da distribuiçao granulométrica nas propriedades reologicas de barbotinas de argilo - minérais com alta concentração de solidos. Céramica. (22), 90, Nov. dec. 1976, pp. 231-243.

- 22 W.E. WORRALL :
 - Clays and ceramic raw materials. London, Applied science publishers Ltd, 1975.
- 23 K.M. BEAZLEY : Breakdown and build up in china clay suspensions. Trans. Brit. Céram. Soc., (63), 9, Septembre 1964, pp. 451-471.
- 24 D. BELLET : Eléments de rhéologie. Double liaison chimie des Peintures, (21), 225, mai 1974, p. 207-210, 226, juin 1974, pp. 275-281 ; 227, juillet 1974, pp. 449-452, 228, septembre 1974, pp. 517-524.
- 25 ANONYME : Projet de définition de quelques termes fondamentaux de la rhéologie. Cah. Grpe. Fr. Rheol., (2), 2, 1957.
- 26 H. FREUNDLICH A.D. JONES : Sédimentation volume, dilatancy, thixotropic and plastic properties of concentrated suspensions. J. of physical chemistry (40), 1936, pp. 1217-1236.
- 27 L. DINTENFASS : Thixotropy in complex suspensions and the thixotropic recovery time. Proc. 5 . cong. rheol. (university of Tokio press, (2), 1970, pp. 281-293.
- 28 R.O. HECKROODT W. RYAN : Clay suspensions with « Negative thixotropy » Trans. J. Br. Ceram. Soc., (77), 6, 1978 pp. 180-183.
- 29 F. MOORE : The rheology of ceramics slips and bodies. Trans. Brit. Cer. Soc., (58), 7 et 8, juillet - août 1959, pp. 470-494.
- 30 W.E. WORRALL : Properties of clay suspensions. Ceramics. (20), 247, sept. 1969, pp. 10-14.
- 31 G. JACOBS : Les propriétés colloïdales des minéraux argileux en suspensions aqueuses. Travaux du comité pour l'établissement de la carte des sols et de la végétation de la Belgique, nº 14, mars 1955, pp. 73-89.
- 32 J.T. TURNER Ch. W. RODEWALD : An experimental study of thixotropy in bentonite suspensions. J. Coll. Sc. 4, 1949, pp. 283-302.
- 33 K. UMEYA : On the dilatant behaviour of some suspensions. Proc. 5^e int. cong. rheol. university of Tokio press, 2, 1970, pp. 295-307.
- 34 M. JOLY : Remarques sur le comportement rhéologique en cisaillement de certaines classes de systèmes condensés et sur ses méthodes d'étude. Cah. Grpe. Fr. Rhéol., (4), 5 n° spécial, 15 nov. 1977, pp. 176-182.
- 35 X. FAUREL :

Etude d'une double anomalie : la thixotropie et l'antithixotropie simultanées d'un kaolin d'Arvor. Cah. Grpe Fr. Rhéol.,(6) n°5, Nov. 1985, pp. 61 - 84.

A la children nite ti & un ethnice eth Classification générale des anomalies de viscosité

Ltd,

clay ioc., 71.

on mai pp. 452,

. mes Cah.

ncy, s of nysi-217-

and c. 5. ress,

ative

Soc.,

and 7 et

Cera-)-

Trant de on de . 73-

D: py in ic. 4,

some rheol.), pp.

rhéotaines et sur e. Fr. 1977,

a : la tanées be Fr. 84.

TABLEAUX I, II, III, IV



CLASSIFICATION GENERALE DES FLUIDES



TABLEAU SYNOPTIQUE COMPLET DE LA CLASSIFICATION, réduit au format A4










NT

· / / / ···

٥.

>1;

147



FORUM

Le Groupe Français de Rhéologie vous propose, dans cette rubrique, d'établir un dialogue entre les Membres du GFR et le Conseil.

Dans ce cadre, nous souhaitons vivement que vous nous fassiez part de vos remarques concernant les nouvelles définitions que nous préparons pour la prochaine Edition du Dictionnaire de Rhéologie.

Nous vous proposons, dans ce numéro, quatre définitions: rheogramme, rhéogramme cyclique, rhéochronogramme, ecoulements chronobinghamiens. Il est apparu à certains d'entre-nous que la terminologie actuelle ne rendait pas suffisamment compte de l'évolution dans le temps de certains comportement.

Enfin l'un des Membres du Conseil, X. FAUREL, vous propose de faire part de vos remarques concernant la classification générale des comportements visqueux et qui fait l'objet d'un article dans ce numéro des Cahiers.

X. FAUREL

Manufacture Nationale de Sèvres

4, Grande-Rue

92310 SEVRES

PROPOSITION DE TERMES ET DEFINITIONS POUR LE DICTIONNAIRE DE RHEOLOGIE

RHEOGRAMME

Représentation graphique de la relation entre la contrainte et la déformation ou la vitesse de déformation.

RHEOGRAMME CYCLIQUE

Rhéogramme résultant d'une charge suivie d'une décharge, ou d'une accélération suivie d'une décélération.

RHEOCHRONOGRAMME

Représentation graphique d'une grandeur rhéologique en fonction du temps.

ECOULEMENT CHRONOBINGHAMIEN

Ecoulement caractérisé par une proportionnalité entre l'excès de la contrainte par rapport au seuil de plasticité et la vitesse de déformation correspondante, et pour lequel une élasticité se manifeste quelque soit la valeur de la contrainte.

(On pourrait aussi utiliser le terme de "élastobinghammien". Le terme de chronobinghamien reflète la logique de la construction de la classification générale des comportements visqueux publiée par X. FAUREL dans ce numéro des Cahiers de Rhéologie).

Les modèles chronobinghamiens sont les suivants:



NB: Le modèle de Bingham étant composé d'un amortisseur et d'un patin en parallèle (voir définition 6.03 et 9.20 du "Dictionnaire de Rhéologie", Edition 1988.

GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE

La RHEOLOGIE est la Science des DEFORMATIONS et des ECOULEMENTS de la matière, des CONTRAINTES qui en résultent et des EFFORTS qu'il faut lui appliquer pour les obtenir.

UNIVERSELLE, on la rencontre dans tous les domaines de l'activité humaine, et ses applications vont de la mise en forme des produits industriels quel qu'en soit le matériau, aux comportement de la matière vivante, en passant par la tenue des pneumatiques ou la durabilité des constructions. Son impact économique est donc considérable.

INTERDISCIPLINAIRE, elle fait appel à la MECANIQUE, à la PHYSIQUE, à la CHIMIE, à la BIOLOGIE qui lui fournissent ses instruments de base, et se montre utile à chacune de ces disciplines.

ASSOCIATION SANS BUT LUCRATIF à vocation purement scientifique fondée en 1964 et régie par la Loi de 1901, le GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE a pour OBJECTIFS de contribuer au DEVELOPPEMENT de études et recherches relatives à la Rhéologie et de favoriser la DIFFUSION ou le TRANSFERT des progrès accomplis dans ses diverses branches.

Dans ce but, le GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE:

- organise des REUNIONS où les chercheurs et les industriels peuvent présenter et discuter leurs résultats ou leurs préoccupations,

- entretient des relations avec le COMITE INTERNATIONAL DE RHEOLOGIE et les SOCIETES DE RHEOLOGIE d'autres pays,

- organise un COLLOQUE NATIONAL ANNUEL,

- édite des CAHIERS consacrés aux exposés scientifiques (une cinquantaine de numéros édités à ce jour), et un BULLETIN consacré aux informations courantes,

- contribue à la clarification du langage par l'établissement d'un DICTIONNAIRE

- etc..

GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE Secrétariat Général Institut de Mécanique des Fluides Avenue du Professeur Camille Soulas 34000 TOULOUSE

COLLOQUES ANNUELS DU GROUPE FRANCAIS DE RHELOGIE

1	- Rhéologie des systèmes à deux phases	1965
2	- Aspects ébergétiques en Rhéologie	1966
2.	- Progrès récents des effets du 2ème ordre	1967
5.	- Phéologie en relation avec la structure	1968
4.	Composites	1969
5.	- Comportement metanique des materials pression sur	
6.	- Influence de la competadate et de la procession	1970
	Tes comportements medmogrades	1971
6.bls	- Rheologie et hydrotechnique	1972
7.	- Viscopiasticite	1973
8.	- Rheologie des becons	1974
9.	- Phenomenes de surface	
10.	- Influence de la temperature sur les comportements	1975
	rheologiques	1976
11.	- Rhéologie des corps mous	1977
12.	- Thermodynamique des comportements mediogiques	1070
13.	- Aspects rhologiques de la mecanique de la rupture	1070
14.	- Rhéologie des couches minces	19/9
15.	- Comportement rhéologique et structure des	1000
	matériaux	1900
16.	- Application de la rhéologie aux problemes de	1001
	fabrication industrielle	1981
17.	- Comportement rhéologique sous sollicitations	
	rapides ou dynamiques	1982
18.	- Méthodes et appareils de mesure rhéologique	1983
19.	- Rhéologie des matériaux anisotropes	1984
20.	- Vingt ans du Groupe Français de Rhéologie:	
201	Progrès récents	1985
21	- Rhéologie des fluides hétérogènes	1986
22.	- Rhéologie des fluides industriels	1987
22.	- Endommagement et rhéologie des solides	1988
23.	- Rhéologie et industries alimentaires, cosmétiques	
47.	et pharmaceutiques	1989

Les Comptes rendus des Colloques Annuels peuvent être obtenus en s'adressant au

Secrétariat du Groupe Français de Rhéologie.

GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE

Association régie par la loi du 1.07.1901, J.O. du 30.07.1964

J. MANDEL (Président Fondateur, 1964-1970)

M. JOLY	(1967-1970)
B. PERSOZ	(1970-1973)
P. HABIB	(1973-1976)
R. COURCEL	(1976-1979)
C. HUET	(1979-1983)
J.D. WEBER	(1983-1987)
doot bet 1	

Président Actuel : D. BOURGOIN (1987-)

.989

.987 .988

Les Cahiers de Rhéologie

SOMMAIRE DU VOLUME VIII NUMERO 2

décembre 1989

ARTICLES

Pages

L'effet de la concentration en particules spheriques rigides sur la vitesse angulaire critique dans l'écoulement de Couette-Taylor	
par B. NSOM EYENGA, R. HOCQUART, J-P. DECRUPPE	73
Etude de l'écoulement d'un fluide d'Oldroyd "B" dans un rétrécissement	
par D. ANNE-ARCHARD, R. GAUDU	89
Vitesses moyennes de chute de particules sphériques dans une solution de polymères.	
par J-Ph. ANDRIEU, O. SCRIVENER, H. REITZER	105
Champ de contraintes dans les silos métalliques:Etude comparative des pressions sur les parois	
par A. KHELIL, J.C.ROTH	115
Classification générale des anomalies de Viscosité	
par X. FAUREL	133

FORUM

Propositions de termes et définitions pour le Dictionnaire de Rhéologie.

par X. FAUREL 149

ISSN 0373-5699

Les Cahiers de Phéologie SOMMAIRE DU VOLUME VIII NUMERO 2 décembre 1989

ARTICLES	Pages
L'effet de la concentration en particules sphériques rigides sur la vitesse angulaire critique dans l'écoulement de Couette-Taylor	
par B. NSOM EYENGA, R. HOCQUART, J-P. DECRUPPE	73
Etude de l'écoulement d'un fluide d'Oldroyd "B" dans un rétrécissement	
par D. ANNE-ARCHARD, R. GAUDU	89
Vitesses moyennes de chute de particules sphériques dans une solution de polymères.	
par J-Ph. ANDRIEU, O. SCRIVENER, H. REITZER	105
Champ de contraintes dans les silos métalliques:Etude comparati des pressions sur les parois	ve
par A. KHELIL, J.C.ROTH	115
Classification générale des anomalies de Viscosité	
par X. FAUREL	133
FORUM	

Propositions de termes et définitions pour le Dictionnaire de Rhéologie.

par X. FAUREL 149

ISSN 0373-5699