

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
« HOUARI BOUMEDIENE »

FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du Diplôme de MAGISTER

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Energétique et Mécanique des Fluides

Par : M^r KHELFALLAH Mohamed

Sujet

***CARACTERISATION DE L'ECOULEMENT D'UN
FLUIDE BINGHAMMIEN DANS UNE CONDUITE
CYLINDRIQUE***

Soutenu le 07/07/2007, devant le jury composé de :

Mr- EK. SIAHMED, Professeur (USTHB)	Président
Mr- S. BENHADID, Professeur (USTHB)	Directeur de Thèse
Mr- A. BENZAOUI, Maître de Conférences (USTHB)	Examineur
Mr- M. MAHFOUD, Maître de Conférences (USTHB)	Examineur
Mr- M. CHEREF, Maître de Conférences (Université d'Alger)	Examineur

Dédicaces

Je tiens à dédier ce travail à :

La Mémoire de Mes Parents

Mes frères et mes sœurs

Ma petite famille

Mes collègues et amis

A tous et toutes de A à Z

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier ma famille surtout Omie, qui m'ont soutenu, dans tous les sens du terme, pour que je concrétise ce travail.

Ce travail de thèse a été effectué sous la direction de monsieur Salah Benhadid à qui je tiens à exprimer ici ma profonde reconnaissance pour m'avoir fait confiance, et pour m'avoir dirigé pendant ces années. Je tiens tout particulièrement à le remercier pour la richesse de ces idées et de ces conseils, et pour m'avoir fait profiter de ses vastes connaissances, sa rigueur ainsi que ses qualités humaines qui m'ont énormément appris.

Ce travail de recherche a été accompli au sein de l'équipe de recherche « Rhéologie », sous la direction de M. Salah Benhadid, du laboratoire de Mécanique des Fluides Théorique et Appliquée, à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediène.

J'adresse mes sincères remerciements à Mr E.K. Si-Ahmed de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury. Je remercie Mr M. Cheref, Mr M. Mahfoud et Mr A. Benzouai d'avoir fait partie de mon jury et l'intérêt qu'ils ont bien voulu porté à mon travail.

Je voudrais remercier chaleureusement tous mes collègues dans notre équipe de Rhéologie, pour l'ambiance de travail chaleureuse et motivante qu'ils ont su créer et maintenir et les enseignants qui m'ont soutenus Mr Stamboul, Mr Mahfoud et Mr Cheref.

Enfin, mes plus vifs remerciements vont à Mr Salhi de la société Chimial, Mr Boutiche et Allalou de la société Epe Solmiver Spa (filiale du groupe ENAVA) et Mr Rachid Kadri du groupe KADRI Luminaire.

Sommaire

Nomenclature

Introduction générale	1
Chapitre 1 : Concepts généraux sur la rhéologie	3
I) Grandeurs étudiées en rhéologie	4
I.1) Contrainte de cisaillement	4
I.2) Déformation et vitesse de cisaillement	5
I.3) Gradient de vitesse	5
I.4) Viscosité	5
I.5) Rhéogrammes	7
II) Différents comportements rhéologiques	8
II.1) Fluides newtoniens	8
II.2) Fluides non newtoniens indépendants du temps	8
II.3) Fluides non newtoniens dépendants du temps	9
III) Modèles rhéologiques	12
III.1) Modèles empiriques	12
III.2) Modèles structuraux ou phénoménologiques	13
III.3) Principaux modèles viscoplastiques	14
IV) Rhéologie expérimentale	17
IV.1) Viscosimètre capillaire	17
IV.2) Rhéomètre rotatif de type cône-plan	18
IV.3) Rhéomètre rotatif de type plan-plan	19
IV.4) Rhéomètre à cylindres coaxiaux	19
IV.5) Systèmes de mesure particuliers	23
IV.6) Phénomènes perturbateurs des mesures	24
Chapitre 2 : Etude analytique de l'écoulement dans une conduite cylindrique	25
I) Définitions	25
II) Régimes d'écoulements	28
II.1) Ecoulement laminaire dans une conduite cylindrique	28
II.2) Ecoulement Transitoire	37
II.3) Ecoulement Turbulent	38

Chapitre 3 : Montage expérimental et instruments de mesures	40
I) Dispositif expérimental	40
I.1) Description du banc hydrodynamique	40
I.2) Appareillages	42
I.3) Instruments de mesures	44
I.4) Acquisition et traitement du signal	47
Chapitre 4 : Caractérisation et modélisation rhéologiques	52
I) Caractérisation rhéologique	53
I.1) Matériaux utilisés	53
I.2) Préparation	53
I.3) Effet du pH	54
I.4.) Effet de la concentration	56
II) Choix du modèle rhéologique	58
II.1) Calcul de la dispersion	58
II.2) Coefficient de corrélation de Teil	59
II.3) Coefficient de Pearson	59
III) Modélisation rhéologique	60
III.1) Modélisation du comportement pour différents pH et à concentration constante	60
III.2) Modélisation du comportement des solutions non neutralisées à différentes concentrations	67
III.3) Modélisation du comportement des solutions neutralisées à différentes concentrations	69
Discussion et Conclusion	77
IV) Modélisation	79
IV.1) Modèle de Papanastasiou	79
IV.2) Modèle proposé	82
IV.3) Comparaison du modèle proposé avec celui de Papanastasiou et de Souza Mendes	84
Conclusion	87
Chapitre 5 : Etude de l'écoulement dans une conduite cylindrique	88
I) Caractérisation des solutions étudiées	88
I.1) Fluide newtonien	88
I.2) Fluide non newtonien	88
II) Protocole expérimental	90
III) Résultats	93
IV) Discussion et conclusion	94
Conclusion générale	98
Bibliographie	100

Nomenclature

Bi	Nombre de Bingham
D	Diamètre
D (%)	Dispersion
dz, dy, dx et dr	Variations suivant z, y, x et r respectivement
E_u	Nombre d'Euler
f	Facteur de perte de charge
F	Forces
g	Gravité
H_b	Nombre de Herschel-Bulkley
He	Nombre de Hedstrom
k, k'	Consistances du fluide
K_1	Coefficient de perte de charge singulière
L, h	Longueurs
m	Constante de régularisation
M	Moment du couple
N	Nombre de point
n, n'	Indices de structure
Q	Débit du fluide
\mathbb{R}	Coefficient de corrélation de Pearson
R, r	Rayons
R_1 et R_2	Rayons intérieur et extérieur respectivement
r_c	Rayon critique
Re	Nombre de Reynolds
Re'	Nombre de Reynolds généralisé
Re _c '	Nombre de Reynolds généralisé critique
Re _d	Nombre de Reynolds calculé à partir de la viscosité différentielle μ_d
Re _n	Nombre de Reynolds généralisé pour un fluide en loi puissance
S	Surface
t	Temps caractéristique
T	Coefficient de corrélation de Teil
T _u	Taux de turbulences
u	Vitesse locale

u'	Fluctuation de vitesse
U_m	Vitesse moyenne
V_{\max}, U_{\max}	Vitesse maximale
τ	Contrainte de cisaillement
τ_c	Contrainte seuil
τ_p	Contrainte pariétale
γ	Tenseur de déformation
$\dot{\gamma}$	Tenseur du taux de cisaillement
$\dot{\gamma}_p$	Taux de cisaillement pariétal
ρ	Masse volumique du fluide
μ	Coefficient de viscosité
μ_r	Viscosité relative
μ_{sp}	Viscosité spécifique
μ_s	Viscosité du fluide solvant
μ_d	Viscosité différentielle
μ_0, μ_∞	Viscosités newtoniennes initial et final respectivement
μ_p	Viscosité plastique
ν	Viscosité cinématique
η	Viscosité apparente
η_c	Viscosité apparente de la conduite
ΔP	Gradient de pression
ω	Vitesse angulaire
α	Angle
σ	Ecart type

Introduction générale

L'intérêt croissant porté à l'étude du comportement des fluides complexes et les différentes approches théoriques pour traduire le comportement de ceux-ci se heurtent souvent à la réalité expérimentale [1-5]. La caractérisation de ces matériaux complexes ainsi que l'étude de leur écoulement sont donc essentielles à la mise en œuvre de modèles capables de traduire le comportement de ces fluides.

C'est dans ce cadre que s'inscrit le présent travail qui a pour objet la mise en œuvre et la réalisation d'un protocole expérimental associant un viscosimètre de couette permettant la caractérisation rhéologique d'un fluide complexe (solution aqueuse de Carbopol 940¹ à différentes concentrations) et un banc hydrodynamique, conçu et réalisé au sein de notre Laboratoire, qui permet d'explicitier le comportement de ce fluide lors de son écoulement dans des conduites cylindriques.

Dans le premier chapitre, sont rappelés les phénomènes et les modèles rhéologiques liés aux types de comportement des fluides complexes. Est également proposé un modèle ayant pour base le modèle de Casson généralisé et l'approche de Papanastasiou.

Dans le second chapitre, l'étude d'un écoulement laminaire pour différents types de fluide dans une conduite est exposée, ainsi que les contiguïtés possibles entre un écoulement au sein d'un viscosimètre et celui présent dans une conduite cylindrique.

¹ Le Carbopol est le nom d'une famille du polymère et le 940 est un produit de cette famille.

Est alors présenté précisément le protocole expérimental : (i) le banc hydrodynamique réalisé, ainsi que les fluides non newtoniens utilisés (substance obtenue à partir d'une résine de Carbopol 940 soluble en milieu aqueux) ; (ii) le viscosimètre de couette utilisé, ainsi que les résultats des différentes caractérisations effectuées, ainsi que l'approche de ces comportements par différents modèles rhéologiques.

Pour finir, nous développons notre réflexion sur la base des résultats expérimentaux et des modèles théoriques qui nous apparaissent les plus pertinents, avec le souci de mener les investigations futures à la lumière des résultats obtenus et des discussions théoriques produites.

Le dernier chapitre exprime notre volonté de corréler les résultats expérimentaux obtenus vis-à-vis de ceux correspondant à un écoulement de Poiseuille dans une conduite cylindrique de rayons internes variables.

Une conclusion générale est alors établie mettant en exergue les principaux résultats et les perspectives éventuelles qui nous semblent pertinentes.

Chapitre 1 :

Concepts généraux sur la rhéologie

Le terme " rhéologie " a été proposé pour la première fois par Eugene Cook Bingham en 1928 [6] pour désigner la science qui étudie l'écoulement ou la déformation des corps sous l'effet des contraintes qui leur sont appliquées, compte tenu de la vitesse d'application de ces contraintes ou plus généralement de leur variation au cours du temps.

La rhéologie se décompose en plusieurs sortes d'études :

- rhéologie expérimentale : détermination expérimentale des relations de comportement (entre contraintes et déformation ou vitesse de déformation).
- rhéologie structurale : explication des comportements à partir de la structure du matériau.
- rhéologie théorique : fournir des modèles mathématiques en nombre limité des comportements indépendamment de la structure microscopique.

I) Grandeurs étudiées en rhéologie

L'on considère l'expérience suivante où le mouvement de cisaillement que subit le fluide peut être considéré comme laminaire plan.

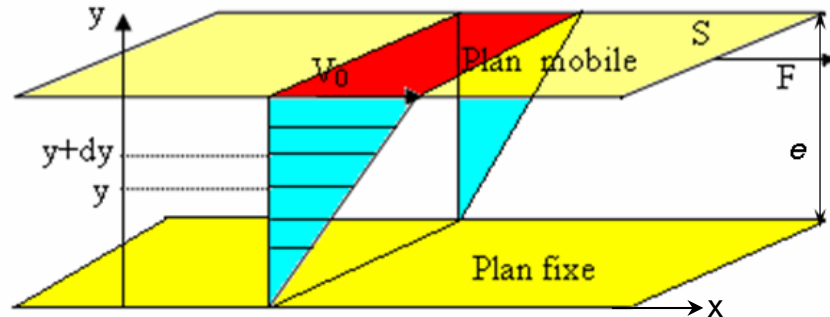


Figure I.1 : Ecoulement de cisaillement simple.

On tire sur le plan mobile afin que celui-ci soit animé de la vitesse V_0 et on montre que V_0 augmente avec F , avec e et diminue avec S .

I.1) Contrainte de cisaillement

Le mouvement relatif des couches les unes par rapport aux autres entraîne l'apparition de forces de frottement qui s'exercent tangentiellement à la surface " S " de chaque couche (figure I.1), ces forces sont appelées forces de cisaillement, et s'expriment par :

$$F = \mu S \frac{du}{dy} \quad (\text{I.1})$$

Avec :

μ : Coefficient de viscosité.

dy : écart entre deux couches adjacentes.

du : variation de leur vitesse.

Les forces de cisaillement par unité de surface sont appelées contraintes de cisaillement :

$$\tau = \frac{F}{S} \quad (\text{I.2})$$

Unité : le Pascal.

I.2) Déformation et vitesse de cisaillement

La déformation γ caractérise le mouvement de cisaillement pour lequel les différentes couches ont des déplacements les uns par rapport aux autres :

$$\gamma = \frac{dx}{dy} \quad (\text{I.3})$$

dx : variation de déplacement.

La vitesse de cisaillement ou le taux de cisaillement exprime l'effet ou la déformation due à la contrainte de cisaillement, elle correspond au gradient de vitesse transversal :

$$\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dy} \right) = \frac{d}{dy} \left(\frac{dx}{dt} \right) = \frac{du}{dy} \quad (\text{I.4})$$

Unité : en s^{-1}

I.3) Gradient de vitesse

Le gradient de vitesse va traduire l'évolution de la vitesse au sein du fluide :

$$\frac{du}{dy} \quad (\text{I.5})$$

Cette grandeur dépend de la contrainte de cisaillement appliquée et de la nature du fluide.

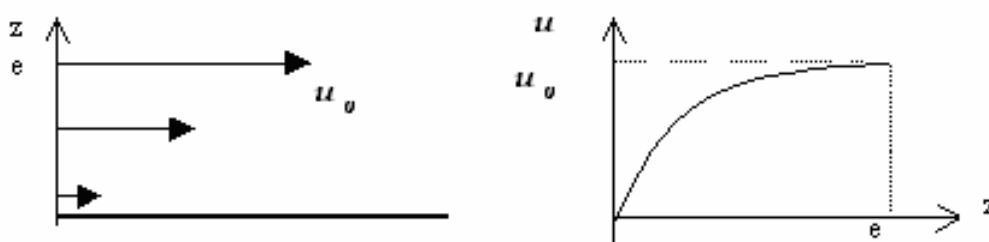


Figure I.2 : Profil de vitesse.

I.4) Viscosité

Expérimentalement, lorsque F augmente, τ augmente au sein du fluide, lorsque V_0 augmente, $\dot{\gamma}$ augmente au sein du fluide. La façon dont τ varie en fonction de $\dot{\gamma}$ dépend de la viscosité.

a) Viscosité dynamique

On appelle viscosité dynamique :

$$\mu = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (\text{I.6})$$

Unité : Pa.s ou poiseuille dans le système international. (Symbole Pl)

Unité usuelle : le poise : 1 poise = 1 /10 Pl (symbole Po)

b) Viscosité cinématique

Elle est le rapport entre la viscosité de cisaillement et la masse volumique.

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{I.7})$$

Avec ρ la masse volumique du fluide.

Unité dans le système international : Pa.s.kg⁻¹.m³. Cette unité peut également s'écrire m².s⁻¹.

Unité usuelle : 1 stoke = 10⁻⁴ m².s⁻¹ ou son sous-multiple, le centistoke. Cette dernière unité est pratique pour des fluides de viscosité proche de celle de l'eau qui a une viscosité de 1 centistoke.

c) Viscosité relative et viscosité spécifique

Dans le cas des solutions ou dispersions, lorsqu'est introduit un soluté dans un solvant, les interactions moléculaires augmentent et la viscosité également.

Afin de différencier les influences du soluté (ou de la phase dispersée) du solvant sont définis quelques notions utilisées fréquemment dans l'étude des suspensions et des solutions, afin de déterminer l'influence du milieu suspendant dans le comportement rhéologique :

$$\begin{cases} \mu_r = \frac{\mu}{\mu_s} \\ \mu_{sp} = \mu_r - 1 \end{cases} \quad (\text{I.8})$$

μ_r : viscosité relative.

μ_{sp} : viscosité spécifique.

μ : viscosité de la solution.

μ_s : viscosité du fluide solvant.

d) Viscosité apparente

Dans le cas des fluides non newtonien où la viscosité dépend du taux de cisaillement, la notion de viscosité apparente est introduite ; elle définit comme le rapport entre contrainte et taux de cisaillement locaux :

$$\eta_a = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (\text{I.9})$$

En pratique, sont utilisées d'autres définitions comme celle de la viscosité différentielle μ_d [7], définie comme la tangente locale au diagramme ($\tau = F(\dot{\gamma})$) ou celle exprimée en Degré Engler (sans dimension) : c'est le rapport $\nu/\nu_{eau} = t/t_{eau}$ où t_{eau} et t sont des temps d'écoulement du fluide et de l'eau respectivement mesurés dans les mêmes conditions expérimentales.

I.5) Rhéogrammes

Leur représentation graphique est appelée rhéogramme. Celui-ci traduit le comportement mécanique des fluides sous l'effet de cisaillements. Le comportement d'un fluide peut être différent si l'on change la façon de le cisailer (si la contrainte appliquée varie, il peut en son sein se déformer différemment et sa viscosité peut donc varier).

Les relations entre contrainte de cisaillement, vitesse de cisaillement, viscosité sont donc autant de fonctions d'état du fluide (caractérisées par des rhéomètres).

$$\tau = F(\dot{\gamma}) \quad (\text{I.10})$$

$$\mu = f(\dot{\gamma}) \quad (\text{I.11})$$

La substance étudiée est cisailée entre deux surfaces solides, l'une au repos et l'autre mobile ou bien le cisaillement est obtenu par application d'une pression motrice dans un tube d'écoulement.

II) Différents comportements rhéologiques

(à T et P constantes)

II.1) Fluides newtoniens

Un fluide est dit newtonien si sa viscosité est indépendante du taux de cisaillement appliqué. On dit que le fluide a un comportement linéaire. La viscosité dynamique μ est alors souvent notée η .

Loi de Newton :

$$\mu = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} = C^{te} \quad (\text{I.13})$$

Le rhéogramme $\tau = F(\dot{\gamma})$ d'un tel fluide est donc une droite passant par l'origine, de pente μ . C'est en général le cas des gaz et des liquides purs.

II.2) Fluides non newtoniens indépendants du temps

a) Fluides rhéofluidifiants (ou Pseudoplastiques)

Ces fluides ont une viscosité apparente qui diminue si la vitesse de déformation augmente.

Les suspensions de particules asymétriques ont souvent ce comportement : plus le cisaillement est important, plus ces particules s'orientent dans le sens de l'écoulement et leurs interactions de frottement diminuent.

C'est le cas du sang, des polymères fondus à longue chaîne, des jus de fruits (abricot, tomate, etc.). Certains rhéofluidifiants peuvent être modélisés par la loi de Ostwald (avec $n < 1$).

b) Fluides rhéoépaississants (ou Dilatant)

Leur viscosité apparente augmente si le taux de cisaillement augmente. C'est le cas de certains amidons dans l'eau.

Certains rhéoépaississants peuvent être modélisés par la loi de Ostwald (avec $n < 1$). Le cas $n = 1$ correspond aux fluides newtoniens.

c) Corps plastiques

Les travaux effectués sur les matériaux viscoplastiques ont été synthétisés par Barnes [8], dans lesquels il a souligné les différentes définitions données et le choix des modèles rhéologiques en se basant sur les aspects phénoménologiques et pratiques.

Ils sont caractérisés par une contrainte de cisaillement seuil τ_c en dessous de laquelle l'écoulement n'est pas possible. Autrement dit, lorsqu'ils sont soumis à une contrainte très faible, leur viscosité est tellement forte qu'ils ne peuvent pas s'écouler. Leur viscosité diminue ensuite si une contrainte supérieure au seuil est appliquée, c'est le cas de la bentonite.

Ce comportement est généralement lié à l'existence d'une structure tridimensionnelle assez rigide, qui ne se rompt que si l'on exerce une force importante, au-delà d'un seuil.

Certains de ces produits peuvent être modélisés par la loi de Bingham, leur rhéogramme est alors linéaire qui ne passe pas par l'origine.

II.3) Fluides non newtoniens dépendants du temps

a) Fluides Thixotropes

Souvent, le comportement des fluides non newtoniens dépend du temps car les modifications de structures microscopiques ne sont pas instantanées. Le résultat en est des manifestations diverses de ces phénomènes mis en évidence par les rhéogrammes.

Phénomène d'hystérèse :

Soit un rhéogramme $\tau = F(\dot{\gamma})$ faisant croître puis décroître régulièrement $\dot{\gamma}$, afin de revenir à la valeur initiale, est mis en évidence un cycle de charge et décharge, le résultat en est le diagramme suivant :

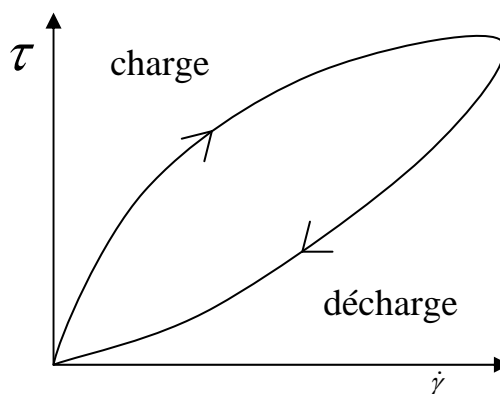


Figure I.3 : Schématisation d'un test de charge et décharge.

La structure a été modifiée durablement lors de la charge et le comportement du produit est affecté (rhéogramme de décharge différent, liquide globalement moins visqueux).

Pour certains corps, si après ce cycle de charge et décharge, on laisse au repos pendant un temps assez long, la structure se réorganise et si un autre cycle de charge identique est généré, celui-ci produira le même rhéogramme.

Ainsi, sur les expériences suivantes, on voit que si le temps de repos est supérieur ou égal à t_3 l'on retrouve le comportement rhéologique du produit avant toute charge.

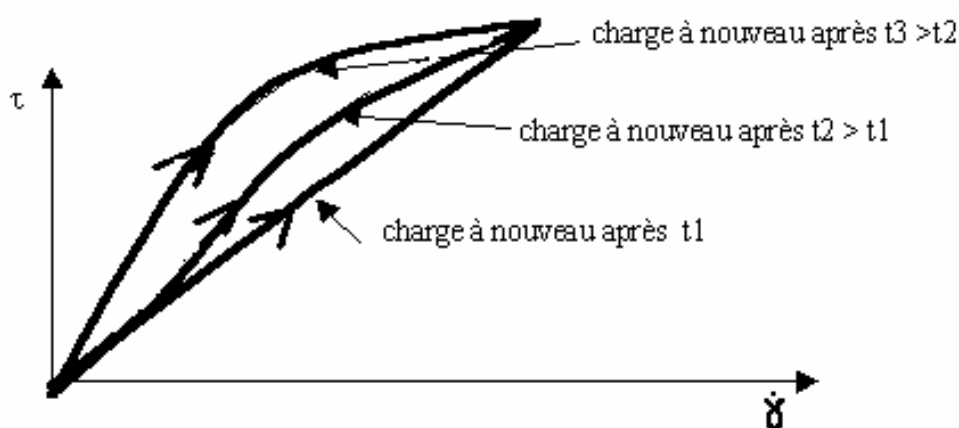
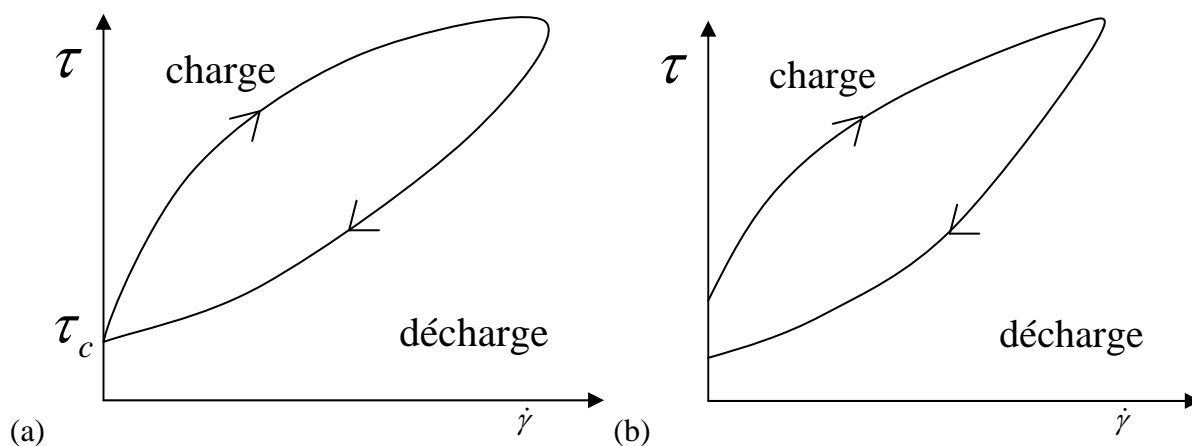


Figure I.4 : Schématisation de plusieurs tests de charge et décharge.

Le fluide est dit thixotrope et sa viscosité, à vitesse de cisaillement constante, diminue au cours du temps à condition que ce phénomène soit réversible.

Le comportement thixotrope concerne les corps fluidifiants et les corps plastiques (plus rarement les épaississants).

Pour les corps plastiques, peut avoir au cours de la modification de structure, un changement de contrainte.



Figures I.5 : Schématisation d'un test de charge et décharge pour un fluide à contrainte seuil.

J. Labanda et al [3] ont étudié la thixotropie des gels du Carbopol: le Carbopol 940 et Carbopol 941. Ils en ont déduit que le Carbopol 941 montre une thixotropie classique positive (figure I.6), alors que le Carbopol 940 montre une faible thixotropie négative (figure I.7).

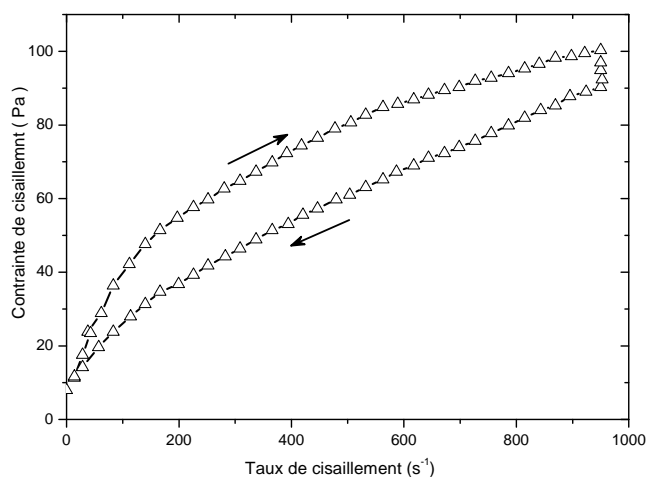


Figure I.6 : Hystérésis du Carbopol 941 C=0.186% [3].

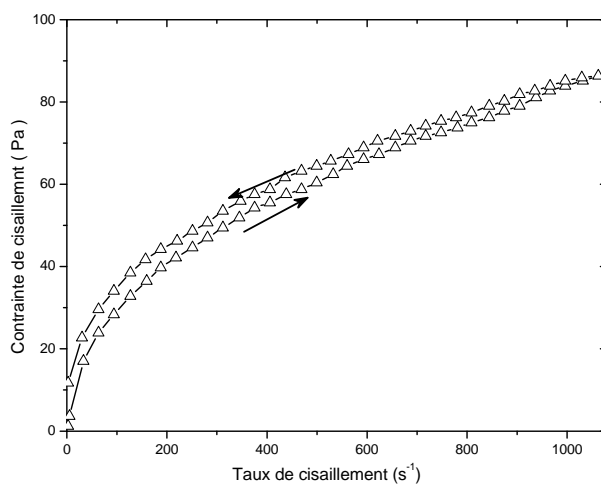


Figure I.7 : Hystérésis du Carbopol 940 C=0.153% [3].

b) Fluides viscoélastiques

Ces fluides présentent les propriétés des solides par un caractère élastique et les propriétés des fluides visqueux simultanément. Ils obéissent à une loi de forme :

$$\tau = F(\dot{\gamma}, \gamma, t) \quad (\text{I.14})$$

III) Modèles rhéologiques

En rhéologie, il existe une équation fondamentale qui établit une relation entre la vitesse de cisaillement et la contrainte de cisaillement, cette relation dépend des propriétés et de la nature des matériaux, appelée équation rhéologique d'état du milieu. Nous noterons cette relation par F :

$$\tau = F(\dot{\gamma}, \gamma, t, \dots) \quad (\text{I.15})$$

Il existe deux familles de modèles rhéologiques :

- les modèles empiriques
- les modèles structuraux ou phénoménologiques.

III.1) Modèles empiriques

Les modèles empiriques sont les modèles déduits directement des tests expérimentaux sans une approche phénoménologique rigoureuse. La plus part de ces modèles sont généralement limités dans un domaine de cisaillement bien défini. Par conséquent ces modèles expliquent mal les changements de structure, avec l'avantage qu'ils sont relativement simples à manipuler dans le cadre d'un calcul analytique. La loi la plus simple qui a été développée pour les fluides non-newtoniens est celle d'Ostwald-de Waele, appelée aussi loi en Puissance [9] :

$$\tau = k\dot{\gamma}^n \quad (\text{I.16})$$

Avec : k : Consistance du fluide.

n : Indice de structure.

$n = 1$: on retrouve la loi de newton.

$n < 1$: le comportement est rhéofluidifiant.

$n > 1$: le comportement est rhéoépaississant.

Cette loi a été utilisée pour modéliser le comportement sanguin et les polymères. Le domaine de validité de cette loi est lié au taux de cisaillement qui ne doit pas être trop faible ou trop fort [9, 10].

Comme nous pouvons citer également la loi de Sisko [1]

$$\tau = \eta_{\infty}\dot{\gamma} + k\dot{\gamma}^n \quad (\text{I.17})$$

Cette loi généralise la loi d'Ostwald-de Waele pour les taux de cisaillement assez élevés.

Pour des solutions de polymères comme pour les milieux dispersés, la viscosité apparente dépend non seulement des propriétés des solutions, mais aussi des conditions de l'écoulement. Pour avoir une gamme de taux de cisaillement large nous pouvons être amenés à utiliser des modèles structuraux.

III.2) Modèles structuraux ou phénoménologiques

Ce sont des modèles complexes faisant intervenir plus de deux paramètres. Parmi ces paramètres, on retrouve communément, viscosité à cisaillement nul et, viscosité à cisaillement infini, qui peuvent se mettre sous la forme générale :

$$\frac{\mu - \mu_\infty}{\mu_0 - \mu_\infty} = f(\dot{\gamma}, \tau) \quad (\text{I.18})$$

De tels modèles rendent compte d'un comportement initial et final Newtonien du fluide, avec les viscosités μ_0 et μ_∞ , ainsi que l'évolution de la structure sous l'effet du cisaillement par l'intermédiaire d'un temps caractéristique. Cette évolution du comportement est attribuée à la présence de molécules, de grains ou de germes dans le fluide et qui sous l'effet d'interactions entre particules induisent une dissipation d'énergie par frottements visqueux. Cette dissipation d'énergie conduit à une modification de la structure du fluide en fonction de la vitesse de cisaillement, d'où le nom de « viscosité de structure ».

Exemples :

$$\text{Modèle de Cross [11]} \quad \tau = \left[\mu_\infty + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{1 + (\beta\dot{\gamma})^p} \right] \dot{\gamma} \quad (\text{I.19})$$

$$\text{Modèle de Williams-Carreau [12]} \quad \tau = \left[\mu_\infty + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{(1 + \beta^2 \dot{\gamma}^2)^p} \right] \dot{\gamma} \quad (\text{I.20})$$

$$\text{Modèle de Reiner-Philipoff} \quad \tau = \mu_\infty \dot{\gamma} + \left[\frac{\mu_0 - \mu_\infty}{1 + (\tau / \tau_c)^2} \right] \dot{\gamma} \quad (\text{I.21})$$

β : grandeur caractéristique dépendant des temps d'orientation, d'alignement et d'agrégation de la particule.

p : exposant dont la valeur théorique est comprise entre 0 et 1.

III.3) Principaux modèles viscoplastiques

Les modèles viscoplastiques sont caractérisés par une contrainte seuil d'écoulement dont la valeur et la signification physique varient en fonction des lois proposées et des méthodes de mesure employées, W. Canet [2] a réalisé une étude expérimentale comparative entre systèmes de mesure et lois de comportement pour déterminer la contrainte seuil.

Parmi les modèles utilisés :

a) Modèle de Bingham

Le modèle de Bingham est un modèle à deux paramètres caractérisant un comportement solide indéformable ou rigide parfait pour des contraintes inférieures à la contrainte seuil τ_c et un comportement de fluide newtonien de viscosité plastique η_p au-delà de la contrainte seuil, (système d'équations I.22).

$$\begin{cases} \tau = \tau_c + \eta_p \dot{\gamma} & \text{si } \tau \geq \tau_c \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau < \tau_c \end{cases} \quad (\text{I.22})$$

Le fluide viscoplastique de Bingham (ou communément appelé fluide plastique idéal) est la limite entre comportement newtonien et non-newtonien (Shelukhin et al [13], Duvaut et Lions [14]).

Par analogie mécanique, le modèle de Bingham et les modèles viscoplastiques sont généralement schématisés (figure I.8) avec une association en parallèle d'un modèle purement visqueux (amortisseur de coefficient de viscosité η) et un modèle purement plastique (le patin de coefficient τ_c).

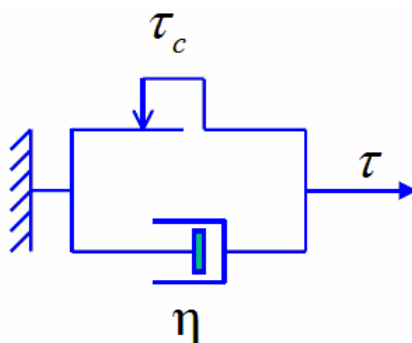


Figure I.8 : Schématisation mécanique des modèles viscoplastiques.

b) Modèle de Herschel-Bulkley

Le modèle de Herschel-Bulkley combine les effets de plasticité semblable au modèle de Bingham, avec le comportement non newtonien en loi Puissance pour les contraintes supérieures à la contrainte seuil $\tau \geq \tau_c$, système (I.23) :

$$\begin{cases} \tau = \tau_c + k\dot{\gamma}^n & \text{si } \tau \geq \tau_c \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau < \tau_c \end{cases} \quad (\text{I.23})$$

Nous pouvons citer aussi les modèles de :

$$\text{Casson :} \quad \begin{cases} \sqrt{\tau} = \sqrt{\tau_c} + \sqrt{\eta\dot{\gamma}} & \text{si } \tau > \tau_c \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau < \tau_c \end{cases} \quad (\text{I.24})$$

$$\text{Casson modifié :} \quad \begin{cases} \sqrt{\tau} = \sqrt{\tau_c} + \sqrt{k\dot{\gamma}^n} & \text{si } \tau > \tau_c \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau < \tau_c \end{cases} \quad (\text{I.25})$$

$$\text{Casson- Shulman [15] :} \quad \begin{cases} \tau^{1/n} = \tau_c^{1/n} + (k\dot{\gamma})^{1/n} & \text{si } \tau > \tau_c \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau < \tau_c \end{cases} \quad (\text{I.26})$$

Ces modèles sont valables pour une gamme de cisaillement limitée. A partir d'une certaine valeur du taux de cisaillement la viscosité apparente est considérée nulle ou infinie.

c) Modèle de Casson généralisé

Les précédents modèles sont des cas particuliers du modèle de Casson généralisé caractérisé par quatre paramètres [1]:

$$\begin{cases} \tau = \tau_c + \eta_\infty\dot{\gamma} + k\dot{\gamma}^n & \text{si } \tau \geq \tau_c \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau < \tau_c \end{cases} \quad (\text{I.27})$$

Ce modèle englobe trois comportements : un comportement plastique, un comportement d'Ostwald-de Waele pour les taux de cisaillement moyen et un comportement newtonien pour les grandes valeurs du taux de cisaillement.

Théoriquement, il explique tous les états possibles d'un fluide purement visqueux, et il apporte une interprétation à la viscosité apparente qui tend vers zéro, et à l'infini pour le modèle de Herschel-Bulkley.

d) Modèle de Papanastasiou

Les travaux de Papanastasiou et al [16], sur la modélisation des substances viscoplastiques ont conduit à un modèle de Bingham modifié où le problème lié à la singularité au voisinage de la contrainte seuil a été évité sur le plan mathématique. Il introduit par ailleurs l'aspect d'un comportement élastique pour des contraintes faibles inférieures à la contrainte seuil.

$$\tau = \left(\eta_p + \tau_c \left(\frac{1 - \ell^{-m\dot{\gamma}}}{\dot{\gamma}} \right) \right) \dot{\gamma} \quad (\text{I.28})$$

Les travaux de Papanastasiou [14] ont été repris par Souza Mendes [17] et appliqués à la relation de Herschel-Bulkley :

$$\tau = \left((k\dot{\gamma}^n + \tau_c) \left(\frac{1 - \ell^{-\eta_0\dot{\gamma}/\tau_c}}{\dot{\gamma}} \right) \right) \dot{\gamma} \quad (\text{I.29})$$

Cette relation reste toujours non valable pour les taux de cisaillement assez élevés où la viscosité est nulle.

Zhu et al [18] ont proposé la même démarche mais avec une formulation différente :

$$\tau = \left(\eta_1 \ell^{-t\dot{\gamma}} + \tau_c \left(\frac{1 - \ell^{-m\dot{\gamma}}}{\dot{\gamma}} \right) \right) \dot{\gamma} \quad (\text{I.30})$$

Néanmoins cette formulation n'est toujours pas valable aux taux de cisaillement assez élevés et n'apporte pas un plus par rapport à Souza Mendes [17].

Nous nous proposons d'appliquer l'approche développée par Souza Mendes à la loi de Casson généralisée proposée par S Benhadid et al [1] et dont les modèles de Bingham et de Herschel-Bulkley ne sont que des cas particuliers.

$$\tau = \left(\eta_\infty + (\tau_c + k\dot{\gamma}^n) \left(\frac{1 - \ell^{-\eta_0\dot{\gamma}/\tau_c}}{\dot{\gamma}} \right) \right) \dot{\gamma} \quad (\text{I.31})$$

Ce modèle permet de s'affranchir du problème lié aux taux de cisaillement assez élevés où la viscosité limite et maintenant définie et égale à η_∞ . Il est à noter qu'on a franchi les problèmes liés à la contrainte seuil comme dans les deux cas précédents.

IV) Rhéologie expérimentale

On appelle rhéomètre, et plus précisément viscosimètre, plastomètre, élastomètre, etc. les appareils de mesures des propriétés rhéologiques des fluides. Selon la géométrie de l'outil de mesure, la nature de la sollicitation imposée au fluide et les grandeurs imposées et mesurées ; on distingue une large variété d'appareils de mesures. Le choix de l'appareillage dépend du fluide et la nature du test. Piau [19] et Midoux [20] donnent des études détaillées des systèmes de mesure viscosimétrique et non-viscosimétrique ou quasi-viscosimétrique. Barnes [21] a réalisé une étude historique, en présentant les avantages et les inconvénients des rhéomètres à contrainte imposée.

IV.1) Viscosimètre capillaire

Il s'agit d'un instrument dont la partie principale est un tube dans lequel le matériau s'écoule. Il faut imposer au fluide une différence de pression entre les deux extrémités du tube pour le faire écouler. Cette différence de pression permet de vaincre les frottements aux parois liés à la viscosité du matériau. On peut imposer une différence de pression ou se contenter de la gravité comme dans le cas du viscosimètre d'Ostwald (figure I.9).

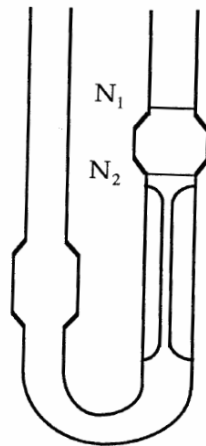


Figure I.9 : Schématisation du viscosimètre capillaire en U, d'Ostwald.

Pour les fluides newtoniens, la loi de Poiseuille permet de calculer la viscosité :

$$\eta = \frac{\pi R^4}{8Q} \frac{\Delta P}{L} \quad (\text{I.32})$$

Avec : Q : débit du fluide.

R : rayon du tube.

Afin de limiter les effets de bord, la longueur L doit être assez grande devant le rayon R ($L/R > 20$). Ce viscosimètre est utilisé essentiellement dans le cas des fluides newtoniens avec une bonne précision apparente (équations fondamentales et corrections bien établies). Par contre, le calcul pour les fluides non newtoniens est relativement sophistiqué (plage de mesures limitée pour les fortes valeurs de taux de cisaillement).

IV.2) Rhéomètre rotatif de type cône-plan

La géométrie cône-plan est constituée d'un disque et d'un cône de même diamètre et dont le sommet est situé sur le disque. Le cône et le disque sont coaxiaux et animés d'un mouvement de rotation autour de leur axe commun à une vitesse relative ω . Le matériau est placé entre le disque et le cône (figure I.10).

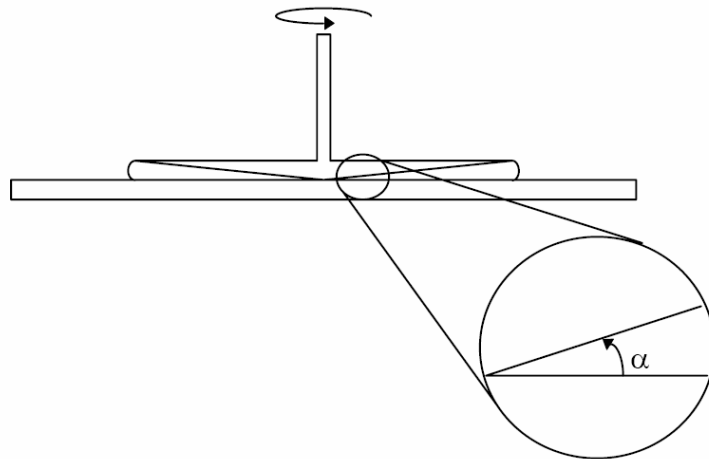


Figure I.10 : Schématisation du viscosimètre cône-plan.

Tout l'échantillon est soumis à un gradient de vitesse décrit par l'équation suivante :

$$\dot{\gamma} = \frac{r}{h} \omega = \frac{\omega}{\operatorname{tg}(\alpha)} \approx \frac{\omega}{\alpha} \quad (\text{I.33})$$

Où α est l'angle du cône. Pour assurer un gradient de vitesse constant dans tout l'échantillon, α doit être inférieur à 5° .

Dans le cas d'un matériau newtonien, la contrainte peut être calculée par :

$$\tau = \frac{3M}{2\pi R^3} \quad (\text{I.34})$$

Où : M : moment du couple appliqué.

R : rayon maximal du cône.

La viscosité s'exprime par :

$$\eta = \frac{3\alpha M}{2\pi R^3 \omega} \quad (\text{I.35})$$

IV.3) Rhéomètre rotatif de type plan-plan

Cette géométrie est composée de deux disques coaxiaux en rotation relative. L'échantillon est placé de la même façon que dans le cas de la géométrie cône plan. La géométrie plan-plan ne permet pas de contrecarrer les variations du gradient de vitesse au sein de l'échantillon en fonction de la distance par rapport à l'axe central. Dans ce cas, la vitesse de cisaillement s'exprime par :

$$\dot{\gamma} = \frac{r}{h} \omega \quad (\text{I.36})$$

Où :

ω : vitesse angulaire relative de deux disques.

h : l'entrefer ou la hauteur de l'éprouvette.

Les distributions du gradient de vitesse sont théoriquement supposées identiques dans toutes les couches. Pour les fluides newtoniens, la viscosité peut être calculée par :

$$\eta = \frac{2hM}{4\pi R^4 \omega} \quad (\text{I.37})$$

Où : R : rayon des disques.

Pour les matériaux Binghamiens, il existe une relation linéaire entre M et ω :

$$M = \frac{2\pi}{3} R^3 \tau_c + \frac{4R^4 \eta}{2h} \omega \quad (\text{I.38})$$

Cette configuration plan-plan est généralement utilisée pour des tests de torsion compressions sur des matériaux très consistants [22-24].

IV.4) Rhéomètre à cylindres coaxiaux

C'est l'un des types de cellules de mesures le plus fréquemment utilisée et c'est également celui qui a été utilisé au cours de cette étude pour mesurer la viscosité.

Le principe de fonctionnement de ce rhéomètre consiste à cisailer la substance comprise entre deux cylindres de révolution, coaxiaux de rayon R_1 et R_2 et de hauteur h (figure I.11). Le mouvement laminaire de cisaillement est obtenu en communiquant à l'un des cylindres une rotation uniforme (vitesse ω), l'autre cylindre demeurant immobile ou également en rotation à une vitesse angulaire différente de ω .

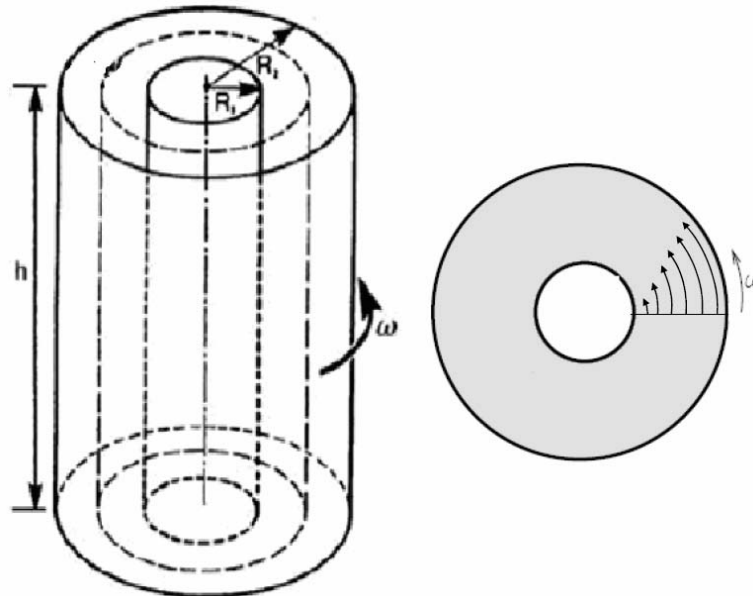


Figure I.11 : Rhéomètre à cylindres coaxiaux.

La caractérisation du comportement rhéologique de la substance cisillée est obtenue par la détermination de la courbe ou rhéogramme ($\tau = f(\dot{\gamma})$), à partir des valeurs de couple fourni par le rhéomètre qui sont respectivement le moment résistant M et la vitesse de rotation ω .

En régime d'écoulement laminaire uniforme, on calcule aisément la contrainte de cisaillement à la paroi du cylindre :

$$\tau = \frac{M}{2\pi R^2 h} \quad (\text{I.39})$$

Où R et h sont respectivement le rayon et la hauteur du cylindre.

Par contre la détermination du gradient de vitesse (ou vitesse de cisaillement) est plus complexe car ce paramètre dépend des propriétés rhéologiques du matériau. Ce paramètre est donné par :

$$\dot{\gamma}(r) = r \frac{d\omega}{dr} \quad (\text{I.40})$$

Où $d\omega$ est la vitesse de déplacement angulaire entre deux couches situées à une distance radiale r et espacées de dr .

Notons que la connaissance de ω est insuffisante à la détermination de $\dot{\gamma}(r)$. Il faut en outre connaître la loi de répartition de la vitesse angulaire $\omega(r)$.

Or cette répartition est une fonction des propriétés rhéologiques du matériau. Il y a là un problème d'approximation : "pour déterminer le comportement rhéologique il serait nécessaire de le connaître préalablement".

Ceci constitue l'une des grandes difficultés rencontrées en rhéologie expérimentale. Pour maîtriser cette difficulté, une mise en œuvre de certaines procédures expérimentales et approximations mathématiques est adoptée.

a) Utilisation d'un entrefer étroit

La réduction de l'entrefer entre les cylindres permet d'admettre une répartition constante de la vitesse de cisaillement quel que soit le comportement rhéologique, l'on suppose donc que $\dot{\gamma}$ reste constant dans l'entrefer.

Dans ce cas, la contrainte et la vitesse de cisaillement prennent les valeurs suivantes :

$$\tau = \frac{M}{4\pi h} \frac{R_1^2 + R_2^2}{R_1^2 R_2^2} \quad (\text{I.41})$$

$$\dot{\gamma} = \frac{\omega}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (\text{I.42})$$

Ces relations sont d'autant plus rigoureuses que l'entrefer est petit. Jarny et al [25] ont réalisé une étude numérique sur l'écoulement des fluides non newtoniens dans une géométrie Couette, la variation du profil de vitesses en fonction de l'indice de structure pour la loi en Puissance a donné un profil quasi-linaire pour un entrefer $(R_2 - R_1)/R_2 < 0.1$.

b) Connaissance préalable du comportement des matériaux

- *Matériaux Newtoniens*

$$\mu = \frac{M}{4\pi h \omega} \left(\frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_2^2} \right) \quad (\text{I.43})$$

- *Matériaux obéissant à une loi de Puissance*

De nombreux liquides au comportement fluidifiant ou épaississant ont pour équation rhéologique empirique une loi en Puissance. La relation entre la vitesse angulaire et le moment du couple M s'écrit :

$$\omega = \left(\frac{M}{2\pi h K} \right)^{\left(\frac{1}{n}\right)} n \left(\frac{1}{R_1^{2/n}} - \frac{1}{R_2^{2/n}} \right) \quad (\text{I.44})$$

- *Matériaux Binghamiens*

Le fluide de Bingham ne s'écoule que lorsque la contrainte qui lui est appliquée est supérieure à une contrainte seuil τ_c . C'est à dire, pour un M donné, il existe un rayon critique r_c au-dessus duquel le matériau cesse de s'écouler ou s'écoule en bloc (figure I.12). Ce rayon critique s'exprime sous la forme :

$$r_c = \sqrt{\frac{M}{2\pi h \tau_c}} \quad (\text{I.45})$$

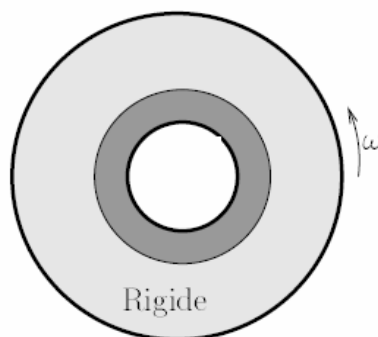


Figure I.12 : Schématisation des deux zones rigides et cisillées

Au cas où l'écoulement aurait lieu dans tout le volume de l'échantillon, c'est à dire le rayon du cylindre extérieur est inférieur à r_c , on obtient pour un matériau Binghamien, l'équation de Reiner-Rivelin [26] suivante :

$$\omega = \frac{M}{4\pi h \eta_p} \left(\frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_2^2} \right) - \frac{\tau_c}{\eta_p} \ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right) \quad (\text{I.46})$$

Dans le cas où $r_c < R_2$, une autre équation doit être utilisée :

$$\omega = \frac{M}{4\pi h\eta_p R_1^2} - \frac{\tau_c}{2\eta_p} \left(1 + \ln \left(\frac{C}{2\pi h\tau_c R_1^2} \right) \right) \quad (\text{I.47})$$

c) Méthodes d'analyse utilisant des développements en série

La loi de comportement du matériau s'exprime par :

$$\dot{\gamma} = f(\tau) \quad (\text{I.48})$$

A partir de l'équation (I.40) :

$$\omega = -\frac{1}{2} \int_{\tau_2}^{\tau_1} \frac{f(\tau)}{\tau} d\tau \quad (\text{I.49})$$

où τ_1, τ_2 représentent respectivement les contraintes sur le cylindre intérieur et extérieur. Cette équation sert de base aux méthodes mathématiques d'analyse qui consiste à effectuer un développement en série de la quantité $\left(\frac{f(\tau)}{\tau} \right)$.

IV.5) Systèmes de mesure particuliers

Les systèmes de mesure déjà cités sont les plus utilisés, par contre cela n'empêche pas d'avoir d'autres systèmes spécifiques, par exemple :

Viscosimètre à chute de bille ou d'Hoepler.

Viscosimètre de Vane : adéquat pour les matériaux consistants ou à contrainte seuil, il permet la détermination directe de la contrainte seuil [27].

Le plan incliné : pratique pour estimer la contrainte seuil des gels (figure I.13) [28], au départ une grande quantité de gel est déposée sur une planche inclinée d'un angle α de l'ordre de 20° . Sous l'influence de la gravité, le fluide commence à s'écouler et l'épaisseur de la couche de fluide diminue jusqu'à ce que le mouvement s'arrête à une épaisseur de couche h_0 pour le gel. Pour des épaisseurs h inférieures à cette épaisseur h_0 , la contrainte tangentielle maximale exercée sur le fluide est :

$$\tau = hg\rho \sin(\alpha) \quad (\text{I.50})$$

Cette contrainte est inférieure à la contrainte critique ou seuil $\tau_c = h_0 g \rho \sin(\alpha)$, ce qui explique qu'il n'y a plus d'écoulement.

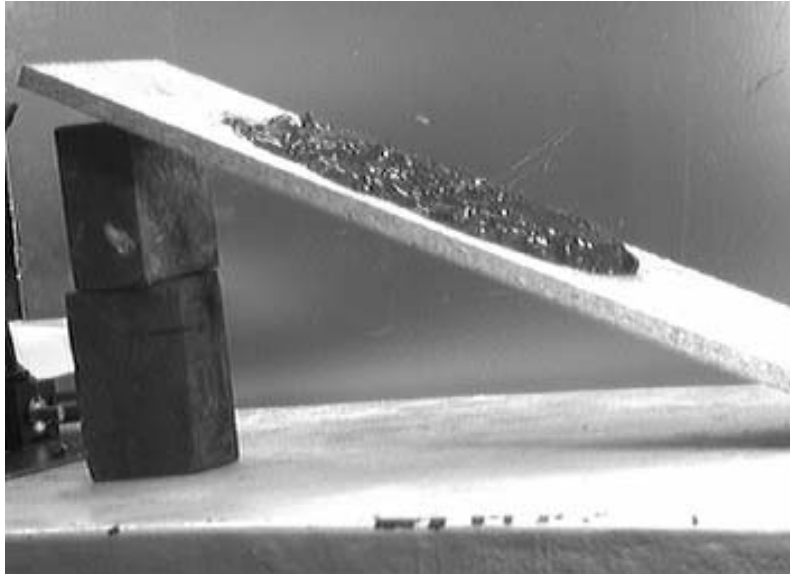


Figure I.13 : Gel sur une planche inclinée [28].

IV.6) Phénomènes perturbateurs des mesures

Les réponses expérimentales du matériau, obtenues à l'aide d'un rhéomètre, sont très dépendantes des conditions d'écoulement aux parois. Il y a de nombreuses causes aux phénomènes perturbateurs des écoulements : les dimensions trop grandes du rhéomètre, le glissement aux parois.

Dans un rhéomètre à Couette le profil de vitesse est supposé linéaire pour un espace annulaire faible, l'on mesure une viscosité apparente. Pour les fluides non newtoniens cette approximation génère des erreurs [25, 29].

Les mesures sont moyennées en fonction d'un taux de cisaillement. Dans la réalité ce taux est variable en fonction de la géométrie de mesure. Jarny et al [30] ont associé à ces mesures l'approche des vitesses locales par anémométrie laser permet l'évaluation du taux de cisaillement. Ce type d'approche est encouragé dans un cadre pratique pour mesurer directement les contraintes et les vitesses de cisaillement locales en temps réel.

Chapitre 2 :

Etude analytique de l'écoulement dans une conduite cylindrique

Dans ce chapitre, l'on étudie la résistance à l'écoulement et le cisaillement à la paroi. Le comportement du fluide a été caractérisé par les modèles de Bingham et de Herschel-Bulkley puis comparés avec le comportement de celui du fluide newtonien.

I) Définitions

I.1) Nombre de Reynolds

C'est le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses (similitude dynamique) :

$$\text{Re} = \frac{\text{force d'inertie}}{\text{force visqueuse}}$$

Pour un fluide Newtonien :

$$\text{Re} = \frac{\rho U_m D}{\eta} \quad (\text{II.1})$$

Cette grandeur dépend essentiellement de la viscosité et pour un fluide Non Newtonien ce nombre dépend de la loi de comportement rhéologique du fluide.

I.2) Nombre de Bingham

Dans le cas d'un fluide de Bingham, on peut définir ce nombre comme le rapport entre la contrainte critique ou seuil et la contrainte visqueuse.

$$Bi = \frac{\text{contrainte seuil}}{\text{contrainte visqueuse}} = \frac{\tau_c D}{U_m \eta_p} \quad (\text{II.2})$$

I.3) Nombre de Hedstrom

C'est le produit entre le nombre de Bingham et le nombre de Reynolds

$$He = Re \cdot Bi = \frac{\rho D^2 \tau_c}{\eta_p^2} \quad (\text{II.3})$$

I.4) Nombre de Herschel-Bulkley [31]

C'est le nombre de Bingham modifié pour le fluide de Herschel-Bulkley.

$$H_b = \frac{\tau_c R^n}{K U_m^n} \quad (\text{II.4})$$

I.5) Nombre d'Euler [9]

Pour les besoins de l'étude des pertes de charges ou de pression dues aux frottements, on définit le nombre d'Euler comme étant le rapport entre l'énergie perdue par frottement et l'énergie cinétique :

$$E_u = \frac{1}{2} \frac{\text{énergie perdue par frottement}}{\text{énergie cinétique}} = \frac{\Delta P}{\rho (U_m)^2} \quad (\text{II.5})$$

I.6) Facteur de perte de charge

Le nombre d'Euler défini précédemment dépend de la perte de pression dans l'écoulement, ces pertes sont gérées par plusieurs facteurs parmi lesquels la longueur de la conduite L , qui est définie pour chaque E_u .

Pour cela, on préfère utiliser le facteur de frottement f défini par :

$$\frac{f}{2} = \frac{\text{contrainte à la paroi}}{\text{contrainte inertielle}}$$

$$f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho(U_m)^2} \Rightarrow \frac{f}{2} = \frac{\tau_p}{\rho(U_m)^2} \quad (\text{II.6})$$

$$\tau_p = \frac{D \Delta P}{4 L} \Rightarrow \frac{f}{2} = \frac{D \Delta P}{4\rho U_m^2 L} \quad (\text{II.7})$$

I.7) Longueur d'établissement

La longueur hydrodynamique d'entrée dans un écoulement est la distance minimale pour avoir un écoulement développé et sa valeur dépend du :

- régime d'écoulement
- Type du comportement de fluide.
- Nature de la conduite et sa rugosité.

En régime laminaire elle est plus grande que dans le régime turbulent [32].

Dans une conduite cylindrique elle est évaluée dans les deux régimes avec la corrélation suivante :

$$\frac{L}{D} = \frac{1}{\lambda} \left[\left(\frac{U_{\max}}{U_m} \right)^2 - 1 - K_l \right] \quad (\text{II.8})$$

K_l Coefficient de perte de charge singulière (à l'entre de la conduite).

Pour un écoulement laminaire : $\frac{L}{D} = 0.0265 \text{ Re}$

Pour un comportement viscoplastique Peixinho et al [31] utilisent la corrélation :

$$\frac{L}{D} = \left(\frac{0.23}{n^{0.31}} - 0.4 \frac{\tau_c}{\tau_p} \right) \text{Re}' \quad (\text{II.9})$$

$$\text{Où : } \text{Re}' = \frac{\rho U_m D}{\eta_c}$$

Pour des écoulements turbulents, Soares et al [33] avancent que les taux de cisaillement dans les écoulements sont tellement importants que l'effet de la contrainte seuil est négligeable.

A cause des perturbations et des vibrations liées à la nature de la conduite et de sa rugosité on utilise généralement une longueur équivalente à 60 fois le diamètre de la conduite [20].

II) Régimes d'écoulements

Le régime d'écoulement est caractérisé par le nombre de Reynolds.

Lorsque le nombre de Reynolds est très faible ou inférieur à une certaine valeur critique Re_c , les forces d'inertie sont négligeables devant les forces de viscosité, dans ce cas nous sommes dans un écoulement laminaire qui peut être traité mathématiquement de manière exacte. Par contre pour le nombre de Reynolds supérieur au Reynolds critique on est dans un régime turbulent.

En pratique, la résolution de l'écoulement laminaire conduit à l'établissement d'une relation entre le débit et la perte de charge ou entre le facteur de frottement et le nombre de Reynolds. Cette résolution s'effectue à partir des équations du bilan de quantité de mouvement.

II.1) Ecoulement laminaire dans une conduite cylindrique

a) Hypothèse du travail

On s'intéresse à l'écoulement d'un fluide purement visqueux indépendant du temps (non thixotrope), non élastique, incompressible, homogène, isotrope et isotherme. Nous supposons également que l'écoulement est laminaire, à cisaillement simple, et adhérent à la paroi.

b) Débit volumétrique : relation de Rabinowitsch

Dans un écoulement on a une relation entre : le débit Q , la vitesse moyenne, la vitesse maximum de l'écoulement et la contrainte à la paroi τ_p (perte de charge par frottement) [34, 35].

Dans les écoulements laminaires associés aux hypothèses précédentes on a trois types de forces qui s'exercent sur le fluide :

- Les forces de frottement visqueuses dues au transfert radial de quantité de mouvement à l'échelle moléculaire, ces forces exercent une contrainte sur la paroi de la conduite et appelées contraintes pariétales.
- Les forces de pesanteur.
- Les forces de pression.

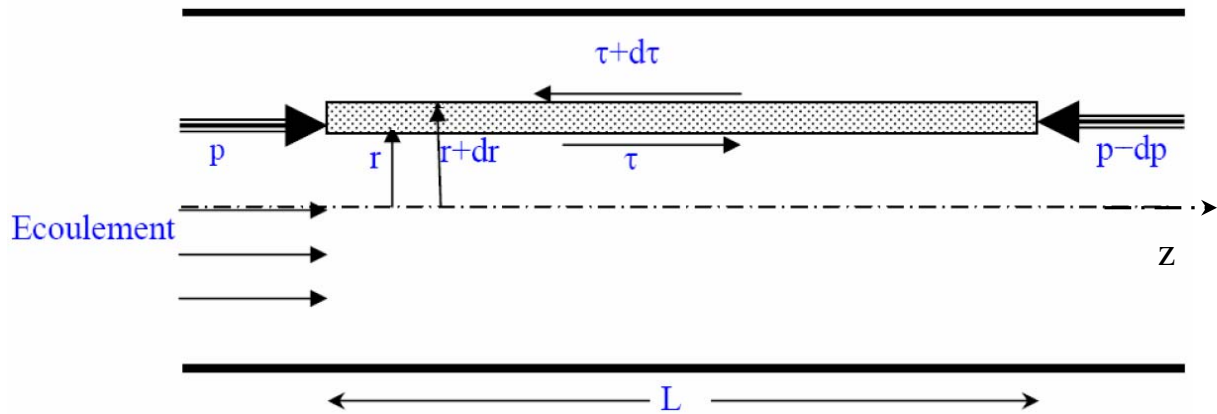


Figure II.1 : Représentation de l'écoulement dans une conduite cylindrique.

Le bilan des forces sur un élément de volume annulaire ci-contre nous donne :

$$\sum \overrightarrow{Forces} = \vec{0} \Rightarrow \overrightarrow{F}_f + \overrightarrow{F}_g + \overrightarrow{F}_p = \vec{0} \quad (\text{II.10})$$

\overrightarrow{F}_f : Force de frottement.

\overrightarrow{F}_p : Force de pression

\overrightarrow{F}_g : Force de pesanteur

Pour un écoulement dans une conduite cylindrique horizontale, le travail des forces de gravité est négligeable.

La projection sur l'axe de l'écoulement donne :

$$2\pi L(r\tau - (r + dr)(\tau + d\tau)) + (P_1 - P_2)(2\pi r dr) = 0$$

$$p_1 = p \text{ et } p_2 = p - dp$$

dz : variation suivant l'axe z.

dr : variation suivant r.

τ : la contrainte de cisaillement.

dp : variation de pression.

On néglige les termes du deuxième ordre :

$$-(r d\tau + \tau dr)L + r dr(P_1 - P_2) = 0$$

$$d(r\tau) = \left(\frac{P_1 - P_2}{L}\right) r dr \Rightarrow \frac{d(r\tau)}{dr} = r \left(\frac{P_1 - P_2}{L}\right)$$

$$P_1 - P_2 = \Delta P > 0$$

$\frac{\Delta P}{L}$: Perte de pression linéaire

L'intégration en fonction de r donne :

$$\tau(r) = \left(\frac{\Delta P}{L}\right) \frac{r}{2} + \frac{A}{r} \quad (\text{II.11})$$

A : constante d'intégration.

Pour $r = 0$ la contrainte $\tau(0)$ est fini, donc $A = 0$

$$\tau(r) = \left(\frac{\Delta P}{L}\right) \frac{r}{2} \quad (\text{II.12})$$

À la paroi, c'est à dire pour $r = R$, la relation (II.12) devient :

$$\tau_p = \frac{R}{2} \left(\frac{\Delta P}{L}\right) = \frac{D}{4} \frac{\Delta P}{L} \quad (\text{II.13})$$

De (II.12) et (II.13), on obtient le rapport :

$$\Rightarrow \frac{\tau}{\tau_p} = \frac{r}{R} \quad (\text{II.14})$$

Ces relations sont valables pour tous les fluides visqueux en écoulement laminaire dans une conduite cylindrique.

Le débit volumétrique qui traverse la conduite est donné par :

$$Q = \int_0^R 2\pi r u(r) dr \quad (\text{II.15})$$

$u(r)$ profil de vitesse dans la section.

Donc l'intégration par partie de (II.15) permet d'écrire :

$$Q = \pi (r^2 u(r)) \Big|_0^R - \pi \int_0^R r^2 du(r)$$

L'équation constitutive générale du comportement du fluide qui lie la contrainte de cisaillement à la vitesse de cisaillement s'écrit :

$$\dot{\gamma} = -\frac{du}{dr} = f(\tau) \quad (\text{II.16})$$

Cette fonction définit le comportement rhéologique du fluide.

$$Q = \pi \int_0^R r^2 f(\tau(r)) dr$$

$$\frac{\tau}{\tau_p} = \frac{r}{R} \Rightarrow r = \frac{\tau R}{\tau_p}$$

A partir de ces deux équations on peut écrire la relation (II.17) appelée relation de Rabinowitsch :

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{1}{\tau_p^3} \int_0^{\tau_p} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad (\text{II.17})$$

Cette relation n'est applicable qu'en régime laminaire, c'est à dire tant que le rapport entre forces d'inertie et forces de viscosité reste suffisamment faible.

A partir de celle-ci, et en connaissant la loi de comportement du fluide, on peut déterminer la relation entre la perte de charge et le débit volumique à condition qu'on a accès à la fonction réciproque de la loi de comportement.

- *Fluide Newtonien : loi de Hagen-Poiseuille*

Pour un fluide newtonien la loi de comportement est :

$$\dot{\gamma} = f(\tau) = \frac{\tau}{\mu} \quad (\text{II.18})$$

Dans ce cas la relation de Rabinowitsch donne :

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{\tau_p}{4\mu} \quad (\text{II.19})$$

Si on remplace τ_p par la relation (II.13), on obtient la relation de Hagen-Poiseuille :

$$Q = \frac{\pi D^4}{128\mu} \frac{\Delta P}{L} \quad (\text{II.20})$$

- *Fluide de Herschel-Bulkley*

Nous pouvons réécrire la formulation du modèle de Herschel-Bulkley (I.22) sous la forme :

$$\begin{cases} f(\tau) = -\left(\frac{\tau - \tau_C}{k}\right)^{\frac{1}{n}} & \tau \geq \tau_C \\ f(\tau) = 0 & \tau < \tau_C \end{cases} \quad (\text{II.21})$$

Dans un écoulement de Poiseuille et pour un fluide de Herschel-Bulkley, la contrainte au centre de la conduite est égale à τ_c et c'est la contrainte minimale possible pour ce type de fluide, figure (II.2) :

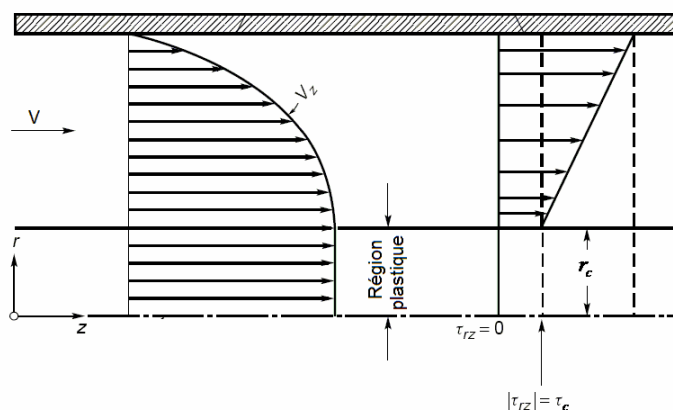


Figure II.2 : Représentation du profil de vitesse et de la distribution des contraintes dans une conduite cylindrique, fluide viscoplastique.

Dans ce cas, la relation de Rabinowitsch s'écrit sous la forme :

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{1}{\tau_p^3} \int_{\tau_C}^{\tau_p} \tau^2 \left(\frac{\tau - \tau_C}{k}\right)^{\frac{1}{n}} d\tau \quad (\text{II.22})$$

L'intégration par partie donne la formule (II.23) suivante :

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{n}{(1+3n)} \left(\frac{\tau_p - \tau_C}{k}\right)^{\frac{1}{n}} \left\{ 1 - \frac{1}{(1+2n)} \left(\frac{\tau_C}{\tau_p}\right) - \frac{2n}{(1+n)(1+2n)} \left(\frac{\tau_C}{\tau_p}\right)^2 - \frac{2n^2}{(1+n)(1+2n)} \left(\frac{\tau_C}{\tau_p}\right)^3 \right\}$$

Cette formule exprime le débit volumique adimensionnel de l'écoulement dans une conduite cylindrique en fonction des paramètres rhéologiques du fluide de Herschel-Bulkley. En posant $n = 1$ on retrouve le fluide de Bingham et la relation de Reiner-Buckingham [20], et Hagen-Poiseuille dans le cas de $\tau_c = 0$.

c) Vitesses caractéristiques

Dans un écoulement de type Poiseuille, nous avons deux vitesses caractéristiques : la vitesse moyenne et la vitesse maximale au centre de la conduite, ces deux grandeurs dépendent du comportement rhéologique du fluide.

A partir de (II.14) et du (II.16), on peut écrire :

$$\begin{aligned}
 dr &= \frac{R}{\tau_p} d\tau \\
 \int_0^R du &= \int_0^R -f(\tau) dr = \int_0^{\tau_p} -f(\tau) \frac{R}{\tau_p} d\tau \\
 \Rightarrow -\int_0^R du &= \frac{R}{\tau_p} \int_0^{\tau_p} f(\tau) d\tau \\
 \Rightarrow \frac{U_{\max}}{R} &= \frac{1}{\tau_p} \int_0^{\tau_p} f(\tau) d\tau
 \end{aligned} \tag{II.24}$$

La relation (II.24) exprime la vitesse maximale dans une conduite cylindrique en fonction de loi rhéologique du fluide [35].

- Pour un fluide Newtonien la vitesse maximale est donnée par :

$$U_{\max} = \frac{\tau_p D}{4\mu} \tag{II.25}$$

- Pour un fluide de Herschel-Bulkley la vitesse maximale est donnée par :

$$U_{\max} = \frac{nD}{2(n+1)} \left(\frac{\tau_p}{k} \right)^{\frac{1}{n}} \left(1 - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right)^{\frac{n+1}{n}} \tag{II.26}$$

A partir de la formule de Rabinowitsch, nous pouvons définir la vitesse moyenne dans une section :

$$\left. \begin{aligned} \frac{Q}{\pi R^3} &= \frac{1}{\tau_p^3} \int_0^{\tau_p} \tau^2 f(\tau) d\tau \\ \frac{Q}{\pi R^3} &= \frac{8Q}{\pi D^3} = \frac{8}{D} \frac{Q}{\pi D^2} = \frac{8U_m}{4D} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{8U_m}{4D} = \frac{1}{\tau_p^3} \int_0^{\tau_p} \tau^2 f(\tau) d\tau$$

D'où :

$$U_m = \frac{D}{2\tau_p} \int_0^{\tau_p} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad (\text{II.27})$$

- Pour un fluide Newtonien la vitesse moyenne est donnée par :

$$U_m = \frac{4Q}{\pi D^2} = \frac{D\tau_p}{8\mu} \quad (\text{II.28})$$

- Pour un fluide de Herschel-Bulkley nous retrouvons la relation (II.29) suivante :

$$U_m = \frac{nD}{2(1+3n)} \left(\frac{\tau_p - \tau_c}{k} \right)^{\frac{1}{n}} \left\{ 1 - \frac{1}{2n+1} \frac{\tau_c}{\tau_p} - \frac{2n}{(1+2n)(1+n)} \left(\frac{\tau_c}{\tau_p} \right)^2 - \frac{2n^2}{(1+n)(1+2n)} \left(\frac{\tau_c}{\tau_p} \right)^3 \right\}$$

d) Relations générales indépendantes de la loi d'écoulement

L'inconvénient des méthodes de calcul que nous avons passé en revue jusqu'à présent provient de la postulation à priori d'une forme mathématique de la loi d'écoulement. Or cette loi n'est pas utilisable en toute rigueur sur tout le domaine expérimental et toute extrapolation peut conduire à de sérieuses erreurs.

Ainsi un fluide qui se comporte comme un fluide de Herschel-Bulkley aux faibles vitesses de cisaillement peut devenir pseudoplastique puis Newtonien aux grandes vitesses de cisaillement. C'est pour cela qu'on préfère utiliser directement les résultats expérimentaux.

- *Méthode générale d'extrapolation dans une conduite cylindrique*

À partir de la relation (II.27) on peut écrire :

$$\left(\frac{8U_m}{D} \right) = \frac{4}{\tau_p^3} \int_0^{\tau_p} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad (\text{II.30})$$

$\frac{8U_m}{D}$: Taux de cisaillement moyen dans une conduite à la paroi.

Donc la relation (II.30) est unique, indépendante de L pour un écoulement laminaire établi.

Et il est possible d'établir une expression générale du nombre de Reynolds valable pour les fluides indépendants du temps en utilisant une certaine formulation ou quantités moyennées.

- *Taux de cisaillement à la paroi*

En différentiant la relation de (II.30) par rapport à τ_p et après arrangement, l'expression de la vitesse de cisaillement à la paroi s'écrit sous la forme :

$$\dot{\gamma}_p = \frac{3}{4} \left(\frac{8U_m}{D} \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{8U_m}{D} \right) \frac{d(\text{Ln}(8U_m/D))}{d(\text{Ln}(\tau_p))} \quad (\text{II.31})$$

$$\text{Posons : } n' = \frac{d(\text{Ln}(\tau_p))}{d(\text{Ln}(8U_m/D))}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \dot{\gamma}_p = \frac{3n'+1}{4n'} \left(\frac{8U_m}{D} \right) \\ \tau_p = k' \left(\frac{8U_m}{D} \right)^{n'} \end{cases} \quad (\text{II.32})$$

On peut obtenir k' par intégration si n' est constant (cas du fluide d'Ostwald-de Waele), si n' n'est pas constant alors cette relation constitue une définition ponctuelle de k' .

Metzner et Reed ont proposé une méthode générale pour calculer le nombre de Reynolds.

- *Viscosité apparente*

Dans le cas d'un fluide non newtonien, on définit la viscosité apparente de la conduite η_c :

$$\eta_c = \frac{\tau_p}{8U_m/D} = k' \left(\frac{8U_m}{D} \right)^{n'-1} \quad (\text{II.33})$$

Et qui donne pour un écoulement laminaire et pour tous les fluides :

$$\begin{cases} \text{Re}' = \frac{\rho U_m D}{\eta_c} \\ \frac{f}{2} = \frac{8}{\text{Re}'} \end{cases} \quad (\text{II.34})$$

e) Applications

- *Fluide d'Ostwald-de Waele*

Si nous appliquons les approches précédentes pour la loi en Puissance nous aboutissons à :

$$\begin{aligned} n' &= n \\ k' &= k \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n \end{aligned}$$

Le Re s'écrit sous la forme :

$$\text{Re}_n = \frac{\rho U_m^{2-n} D^n}{8^{n-1} k \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n} \quad (\text{II.35})$$

- *Fluide de Bingham*

Pour un fluide de Bingham défini par la formule :

$$f(\tau) = \frac{\tau - \tau_c}{\mu_p} \quad (\text{II.36})$$

À partir de la relation (II.30) et de transformations adéquates, nous avons le système (II.37):

$$\left\{ \begin{aligned} n' &= \frac{1 - \left(\frac{4}{3}\right)\left(\frac{\tau_c}{\tau_p}\right) + \frac{1}{3}\left(\frac{\tau_c}{\tau_p}\right)^4}{1 - \left(\frac{\tau_c}{\tau_p}\right)^4} \\ k' &= \tau_p \left\{ \left(\frac{\tau_p}{\mu_p}\right) \left(1 - \frac{4}{3}\left(\frac{\tau_c}{\tau_p}\right) + \frac{1}{3}\left(\frac{\tau_c}{\tau_p}\right)^4\right) \right\}^{-n'} \end{aligned} \right. \quad (\text{II.37})$$

II.2) Ecoulement Transitoire

L'écoulement transitoire est l'étape intermédiaire entre le régime laminaire et le régime turbulent et il est caractérisé par des écoulements secondaires. Cet écoulement est généralement compris entre les valeurs 2000 et 3000 de Re dans le cas d'un comportement newtonien. De nombreux travaux ont été effectués pour déterminer ces limites pour des fluides non newtoniens (figure II.3) [7, 31, 36].

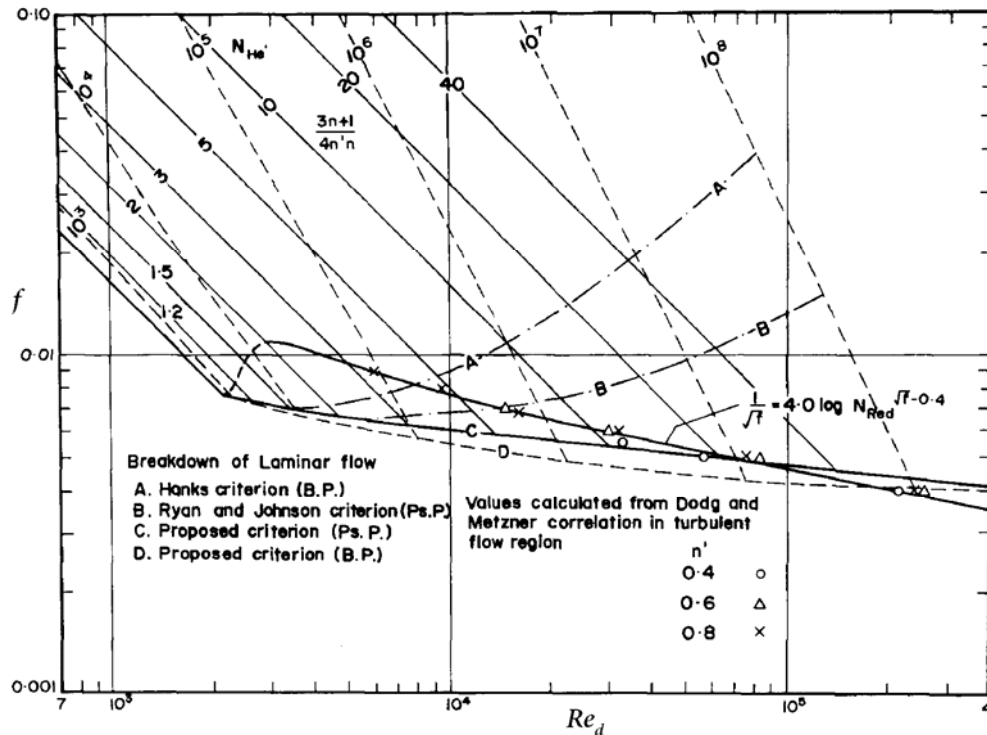


Figure II.3 : Facteur de perte de charge et critères de transition dans une conduite cylindrique pour des fluides purement visqueux (pseudoplastique Ps.P. et Bingham B.P.) Mishra et al [7].

Pour un fluide de Bingham, Hedstrom [20] propose une représentation graphique (figure II.3) équivalente à la relation :

$$\frac{1}{\text{Re}} = \frac{f/2}{8} - \frac{1}{6} \frac{Bi}{\text{Re}} + \frac{1}{24} \frac{Bi^4}{(f/2)^3 \text{Re}^4} \quad (\text{II.38})$$

Pour des faibles contraintes seuil, si on néglige le terme $\left(\frac{\tau_c}{\tau_p}\right)^4$, la relation Hedstrom (II.38)

se simplifie sous la forme :

$$\frac{f}{2} = \frac{8}{\text{Re}_n} = \frac{8}{\text{Re}_p} + \frac{4}{3} \frac{Bi}{\text{Re}_p} = \frac{8}{\text{Re}_p} \left(1 + \frac{1}{6} Bi\right) \quad (\text{II.39})$$

$$\Rightarrow \eta_c = \eta_p \left(1 + \frac{1}{6} Bi\right) = \eta_p + \frac{4}{3} \frac{\tau_c}{(8U_m/D)} \quad (\text{II.40})$$

La viscosité apparente dans une conduite est supérieure à la viscosité plastique pour le même fluide de Bingham.

La transition de l'écoulement laminaire vers un écoulement turbulent intervient à l'intersection de la courbe iso-nombre de Bingham adéquate avec la courbe obtenue pour l'écoulement turbulent d'un fluide Newtonien. La valeur de Re_c dépendra de la valeur du nombre de Bingham, dans le cas où la transition est progressive et non brutale, cette détermination surestime la limite du régime transitoire dans la plupart des cas [37, 38].

II.3) Ecoulement Turbulent

Reynolds a réalisé une expérience en 1883 [20]. Les observations issues de cette dernière expérience donnent une explication qualitative sur l'existence de trois régimes d'écoulements, laminaire, transitoire et turbulent.

Pour les conduites cylindriques, on admet généralement que dans le cas d'un fluide newtonien $\text{Re}_c = 2100$, on a pu en effet atteindre des valeurs de l'ordre de 4.10^4 en restant en régime laminaire dans des cas particuliers. Dans les cas usuels Re_c est rarement supérieur à 4000 [20].

a) Perte de charge [20]

Dans un écoulement laminaire les pertes de charge sont exprimées par la relation (II.34), par contre au régime turbulent on dispose de plusieurs formulations semi-empiriques ou empiriques en fonction de la nature de la conduite (rugosité) et du fluide.

- *Conduite lisse fluide newtonien*

La relation de Prandtl :

$$\frac{1}{\sqrt{f/2}} = 2.5 \operatorname{Ln} \left(\operatorname{Re} \sqrt{\frac{f}{2}} \right) + 0.017 \quad (\text{II.41})$$

Et celle de Nikuradse :

$$\frac{1}{\sqrt{f/2}} = 2.46 \operatorname{Ln} \left(\operatorname{Re} \sqrt{\frac{f}{2}} \right) + 0.29 \quad (\text{II.42})$$

Ne sont pas tout à fait commodes pour des calculs pratiques de perte de charge.

Par contre nous avons quelques relations empiriques plus commodes pour les applications :

DREW :

$$\begin{cases} \frac{f}{2} = 0.0007 + 0.0625 \operatorname{Re}^{-0.32} \\ 4.10^3 < \operatorname{Re} < 3.10^6 \end{cases} \quad (\text{II.43})$$

BLASIUS :

$$\begin{cases} \frac{f}{2} = 0.0395 \operatorname{Re}^{-0.25} \\ \frac{f}{2} = 0.032 \operatorname{Re}^{-0.2} \end{cases} \quad (\text{II.44})$$

- *Conduite lisse fluide non newtonien*

Dodge et Metzner proposent une formulation pour les fluides non newtoniens en loi Puissance équivalente à celle de Karman-Prandtl :

$$\frac{1}{\sqrt{f/2}} = \frac{2.46}{n^{0.75}} \operatorname{Ln} \left(\operatorname{Re}_n \left(2 \frac{f}{2} \right)^{1-\frac{n}{2}} \right) - \frac{0.566}{n^{1.2}} \quad (\text{II.44})$$

Pour un fluide non newtonien quelconque, on remplace Re_n et n par Re'_n et n' déterminés à partir de la courbe τ_p en fonction de $(8U_m/D)$.

Tous les paramètres nécessaires à l'analyse et à l'interprétation des écoulements des fluides non newtoniens qui sont obtenues à partir des relations empiriques et une analogie spécifique aux fluides newtoniens rendent l'interprétation délicate et exige une dualité expérience théorie.

Chapitre 3 :

Montage expérimental et instruments de mesures

I) Dispositif expérimental

Nous avons conçu et mis en œuvre un banc hydrodynamique capable d'analyser le comportement des fluides dans des conduites cylindriques, d'une manière simple, le plus stable possible en termes de vibration externe et perturbation interne.

I.1) Description du banc hydrodynamique

Le dispositif est un circuit fermé (figures III.9 et III.10), de capacité maximale en volume de 50L, composé de :

1 et 7 : Bacs amont et aval conçus en plexiglas transparent d'une capacité maximale de 25L chacun et montés avec une différence de hauteur hydraulique " h " de l'ordre de 2.5m.

2 : Vanne de fermeture.

3 : Veine de mesure ; conduite cylindrique en verre d'une longueur de 2m, d'un diamètre intérieur de 10mm et d'un diamètre extérieur de 13mm.

4 : Points de mesures de pression reliés à un manomètre en U.

5 : Vanne de réglage.

6 : Débitmètre volumique.

8 et 9 : Deux pompes péristaltiques à impulsion et à vitesses variables, la première avec plaques (têtes) interchangeable, d'une gamme de débit volumique entre 9 et 920ml/min, le tube utilisé est en Silicone d'un diamètre de 7.9mm. La deuxième pompe a un débit maximum de 3500ml/min, figure (III.1).



Figure III.1 : Pompe numéro 9.

On a utilisé la pompe numéro 8 pour les faibles débits et la pompe numéro 9 pour les débits élevés en les mettant en service en fonction des besoins. Les deux pompes ont été choisies afin de ne pas casser les chaînes polymériques de la solution.

10 : Echangeur de chaleur en spirale contre courant en verre, figure (III.2).

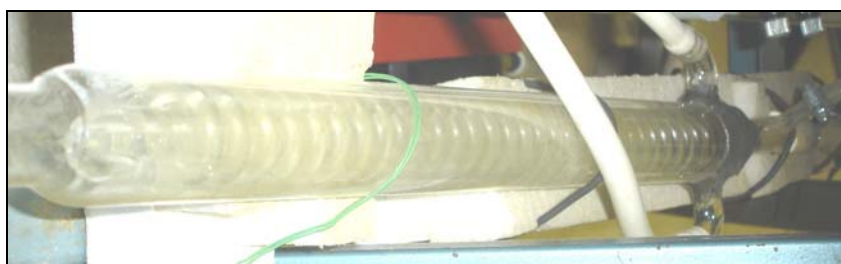


Figure III.2 : Echangeur de chaleur.

11 : Bain thermostatique d'un volume de 5l, et d'une température imposée entre -20° et 150° C, figure (III.3).



Figure III.3 : Bain Cryogénique.

10 et 11 Constitue le circuit fermé de refroidissement et de chauffage.

12 : Sonde de mesure par vélocimétrie Laser par effet Doppler et système de déplacement, figure (III.4).



Figure III.4 : Sonde laser et dispositif de déplacement.

I.2) Appareillages

- Balance électronique d'une résolution d'affichage de 10^{-3} g, pour préparer des solutions de 100g (100ml).
- Agitateur magnétique pour faire le mélange des solutions à faible taux de cisaillement, afin de préserver les chaînes polymériques.
- Agitateur mécanique pour des grandes quantités de solutions.

- **pH-mètre**

Un pH-mètre ionomètre de laboratoire à multi usages dont les mesures sont faites par électrode. Les caractéristiques de l'appareillage pour les mesures du pH sont :

Gammes : 0 à 14

Résolution : 0.001 unité pH

Exactitude relative : ± 0.003 unité pH

Gamme de température de fonctionnement : -5 à 105°C , avec compensation automatique de température.

Un distributeur de solution d'électrolyte, incorporé au boîtier comme partie intégrante de l'appareil, est utilisé pour l'électrode de référence avec jonction à diffusion libre.

- **Débitmètre**

C'est un débitmètre à turbine avec un affichage digital, d'une marge de mesure entre 200 et 10000ml/min. C'est un instrument intrusif qui impose une perte de charge maximale de l'ordre de 414mbar, avec une faible sensibilité à la température de l'ordre de 0.2% par $^{\circ}\text{C}$, figure (III.5).

Cette technique de mesure est fondée sur le lien entre le débit volumique et la vitesse de rotation de la turbine.



Figure III.5 : Débitmètre volumique.

I.3) Instruments de mesures

a) Viscosimètre

Il s'agit d'un viscosimètre de type Couette à cylindres coaxiaux (figure III.7) Low Shear 40 de CONTRAVE, avec le cylindre intérieur fixe et extérieur tournant (figure III.6).

Ce viscosimètre est un ensemble composé de [9]:

- Un corps du viscosimètre qui comprend les deux cylindres coaxiaux, le choix des dimensions des cylindres définit la plage des mesures, le système MS412-8S de dimension : $\frac{R_i}{R_e} = \frac{4mm}{6.5mm}$.
- Un boîtier de commande, paramétrage et acquisition manuelle.
- Un micro-ordinateur pour la commande, paramétrage, acquisition et traitement automatique de données.
- Un système thermostatique pour maintenir la température constante pendant le temps de mesure.



Figure III.6 : Cylindres coaxiaux.



Figure III.7 : Viscosimètre Low Shear 40 de CONTRAVE.

b) Manomètre

Pour mesurer les pertes de charge linéaire nous avons placé deux prises de pression statique, et ceci dans deux sections séparées d'un mètre de distance le long de la veine de mesure. Ces prises sont ensuite reliées à deux tubes transparents verticaux contenant le même liquide que la veine ; ce manomètre nous permet d'évaluer directement les pertes de charge linéaires en hauteur de liquide.

c) Système LDV

Nous avons mesuré la vitesse et ses fluctuations par la technique de la Vélocimétrie Laser à effet Doppler (LDV), qui est une méthode largement utilisée car elle est non intrusive, locale et permet de faire des mesures instantanées et directes de la vitesse (vitesse moyenne et fluctuations) des particules et des impuretés assez fines à l'intérieur du fluide. Nous supposons que ces particules ont la même vitesse que le fluide transparent.

- *Description de la méthode de mesure LDV*

Cette méthode est basée sur l'effet Doppler ; qui a pour principe que si une particule passe avec une vitesse " U " dans un champ éclairé par un rayonnement de fréquence f , elle diffuse une fréquence f_d faiblement différente de l'origine f en fonction de la vitesse " U " de la particule, en raison de l'effet Doppler [39].

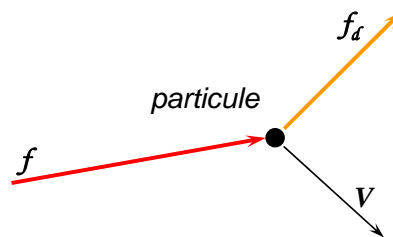


Figure III.8 : Schématisation de l'effet Doppler.

Dans notre cas, nous avons utilisé une configuration à hétérodynage optique (à faisceaux croisés ou à franges), car l'interférence des deux faisceaux monochromatiques forme une onde plane qui fait apparaître un réseau de franges. Le passage d'une particule animée d'une vitesse \vec{U} dans ce réseau, généralement nommé volume de mesure, induit un signal Gaussien (émission seulement quand la particule traverse une frange lumineuse), ce signal dépend uniquement de la composante de la vitesse \vec{U} dans la direction perpendiculaire à la bissectrice des deux rayons situés dans leur propre plan [9] (figure III.11).

- *Chaîne de mesure par LDV*

La chaîne utilisée (figures III.12) est de marque DANTEC et se compose de quatre éléments :

1. Un boîtier 'Flowite' qui contient une source Laser Hélium - Néon de longueur d'onde égale à 632.8 nm et de puissance de 10 mW, un système optique qui génère le deuxième faisceau à partir de la source, et une cellule de Bragg.
2. Un boîtier 'BSA 57N21', qui contient le système de commande de paramétrage et d'acquisition des données brutes.
3. Une sonde Laser (figure III.4), comprenant :
 - Un optique de focalisation des faisceaux (une focale de 160mm, avec un angle de $\theta/2 = 6.84^\circ$) au point de mesure de volume $75\mu\text{m} \times 630\mu\text{m}$.

- Un photo-multiplicateur récepteur qui capte le signal émis par une particule qui passe dans le volume de mesure.
- 4. Un micro-ordinateur avec le logiciel spécifique (Burstware 2.02) pour le paramétrage, le pilotage, la numérisation, le traitement des résultats et la représentation graphique.

Cette chaîne ne contient qu'une seule couleur, on ne peut donc faire qu'une seule mesure de vitesse en temps réel.

I.4) Acquisition et traitement du signal

Le signal de la vitesse U reçu par la sonde est échantillonné (en fonction des paramètres imposés : limite de vitesse, nombre de point " N " et temps de mesures), sous la forme :

$$u = \bar{U} + u' \quad i = 1, \dots, N \quad (\text{III.1})$$

A la fin de l'acquisition, on dispose pour chaque signal échantillonné U de :

- La valeur moyenne de la vitesse

$$\bar{U} = \frac{\sum_i u_i}{N} \quad (\text{III.2})$$

- Écart type (RMS)

$$RMS = \sigma = \sqrt{\overline{u'^2}} \quad (\text{III.3})$$

Avec σ : variance

$$\sigma^2 = \overline{u'^2} = \frac{\sum_i (u_i - \bar{U})^2}{N} \quad (\text{III.4})$$

- Taux de fluctuations ou taux de turbulences

$$T_u = \frac{RMS}{\bar{U}} \quad (\text{III.5})$$

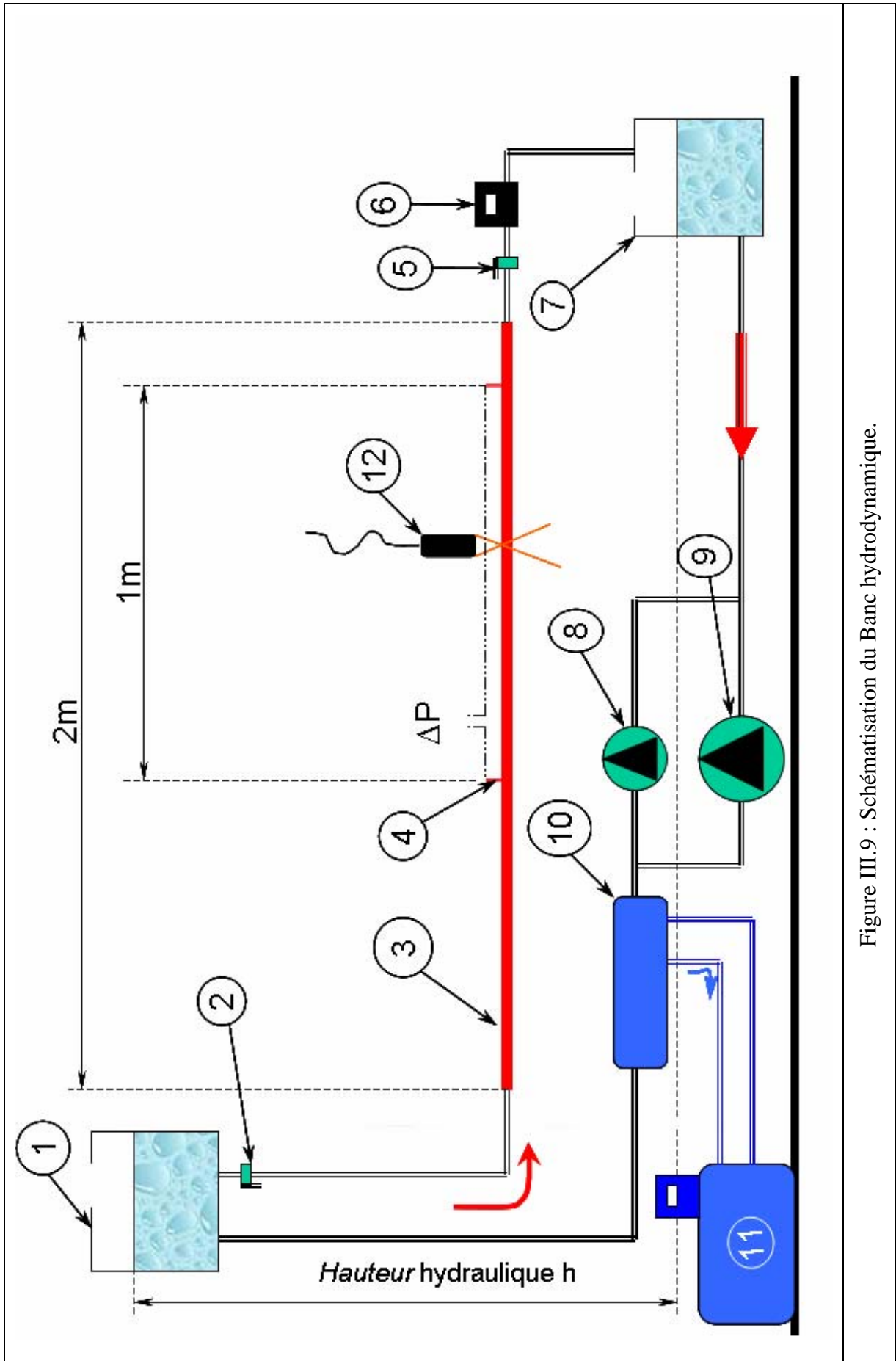


Figure III.9 : Schématisation du Banc hydrodynamique.

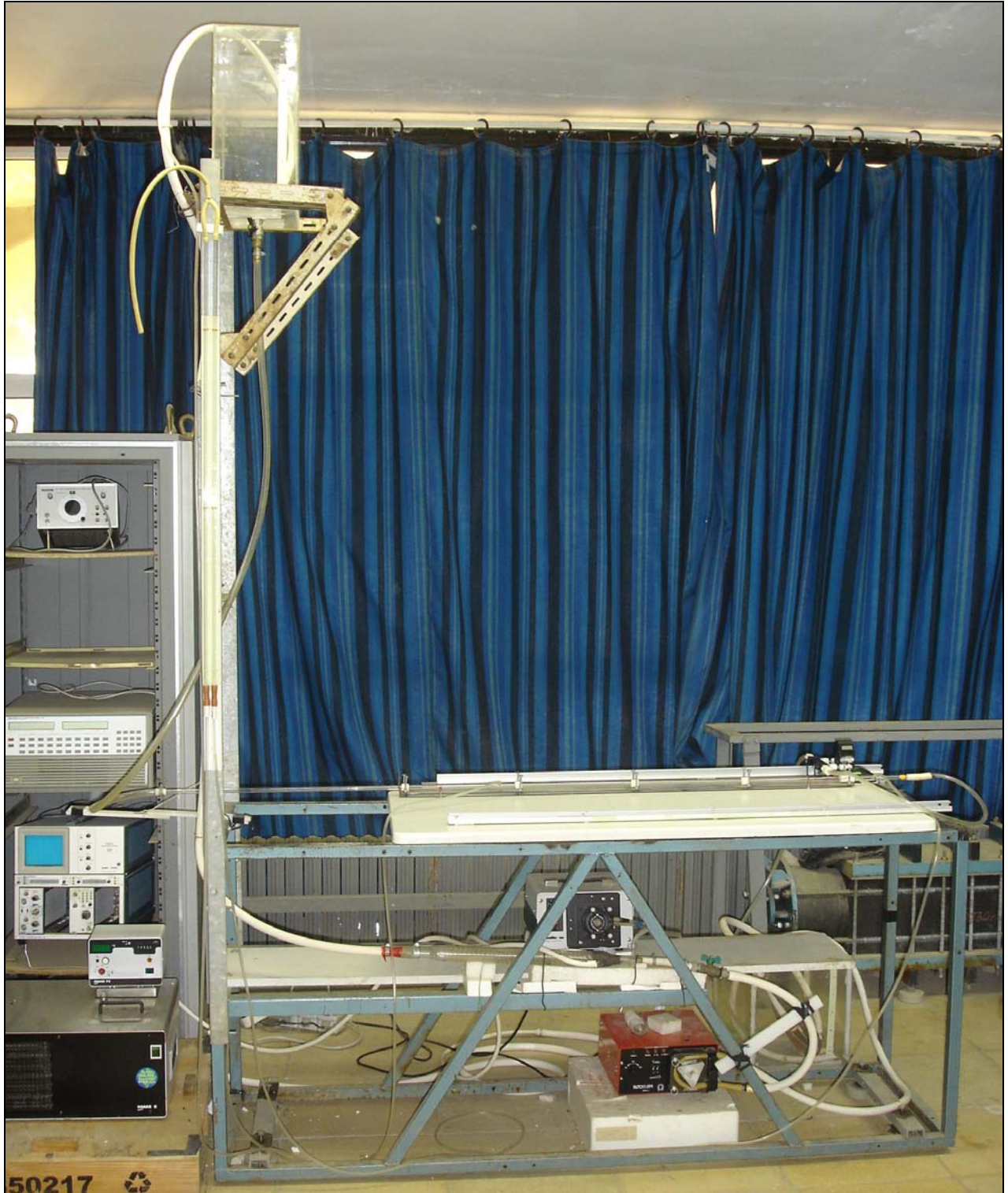


Figure III.10 : Banc hydrodynamique.

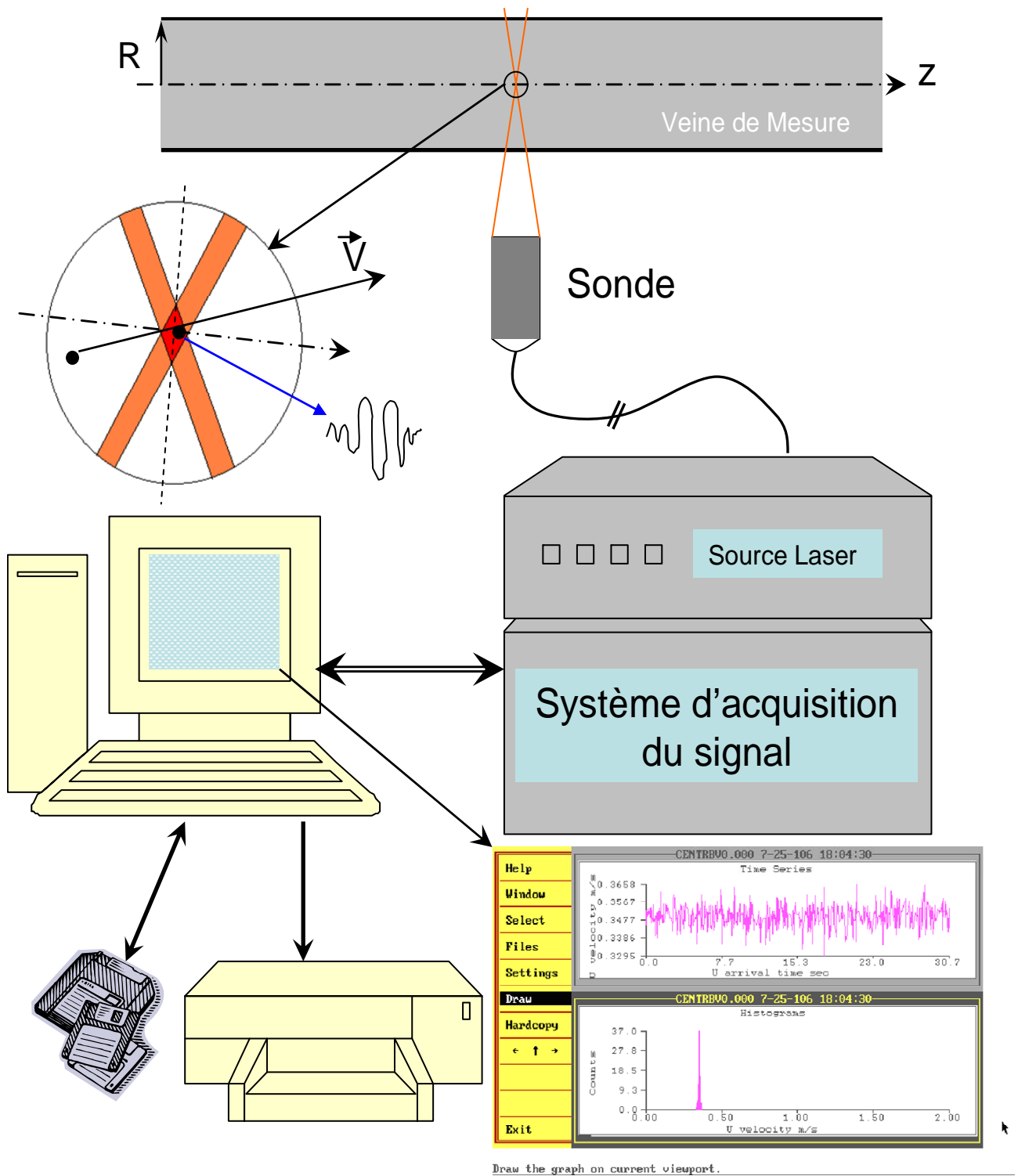


Figure III.11 : Schématisation du système de mesure de vitesse et de ses fluctuations par LDV.

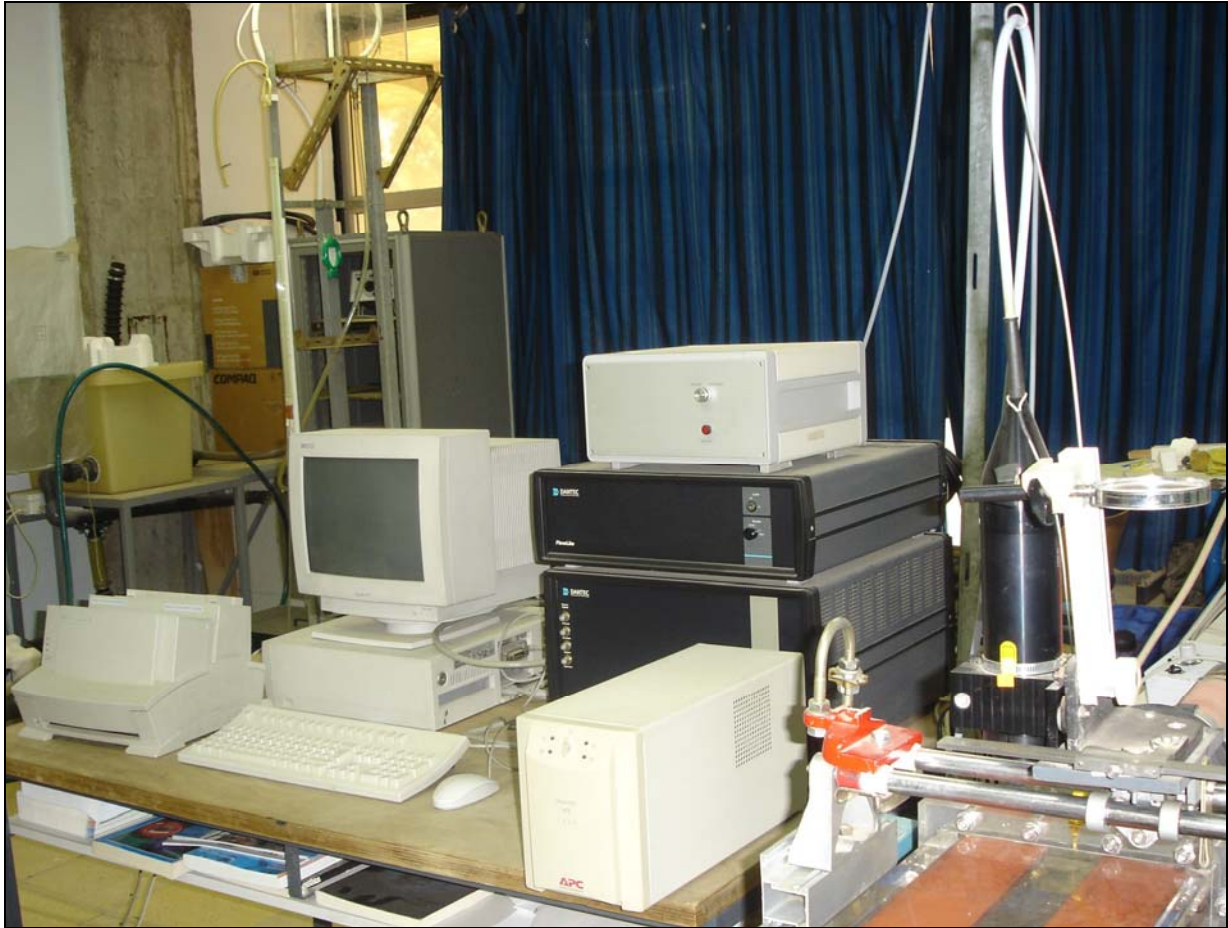


Figure III.12 : Système de mesure de vitesse et de ses fluctuations par LDV.

Chapitre 4 :

Caractérisation et modélisation rhéologiques

Un matériau est généralement caractérisé par une loi constitutive ou une équation de comportement qui lie la contrainte de cisaillement ou la viscosité à la déformation.

De nombreuses études ont été effectuées sur le Carbopol, liées à la recherche d'une loi rhéologique en fonction de différents paramètres tels que la concentration [40, 41], le pH et la température [4, 5]. Ceux-ci révèlent que le comportement rhéologique de ce dernier obéit à des lois non-newtoniennes [31, 42].

L'élaboration de divers modèles mathématiques pour décrire ces lois est extrêmement utile dans la mesure où les équations établies fournissent un moyen commode et puissant pour résumer les propriétés en écoulement des solutions considérées et en déduire alors les profils de vitesse, les contraintes à la paroi [11, 41].

Il est généralement nécessaire de rechercher un modèle théorique permettant d'explicitier les propriétés rhéologiques non-newtoniennes des solutions étudiées et de déterminer les lois de comportement dans une optique applicative.

Ainsi nous nous proposons, à partir de la caractérisation expérimentale de modéliser le comportement rhéologique des solutions du Carbopol 940 par des modèles à deux, trois et quatre paramètres.

I) Caractérisation rhéologique

La caractérisation rhéologique est effectuée dans le cadre d'un régime stationnaire, avec un viscosimètre de type Couette à cylindres coaxiaux Low Shear 40 de CONTRAVE.

I.1) Matériaux utilisés

La substance complexe utilisée est un gel aqueux obtenu à partir de résine Carbopol 940 de NoVeon, de type ionique, et de masse moléculaire moyenne entre $2 \cdot 10^6$ et $4 \cdot 10^6$ g/mol. Les chaînes moléculaires sont d'une taille moyenne de 2 à 7 microns (figure IV.1), dont l'appellation chimique est " Acide acrylique homopolymère " [3, 41].

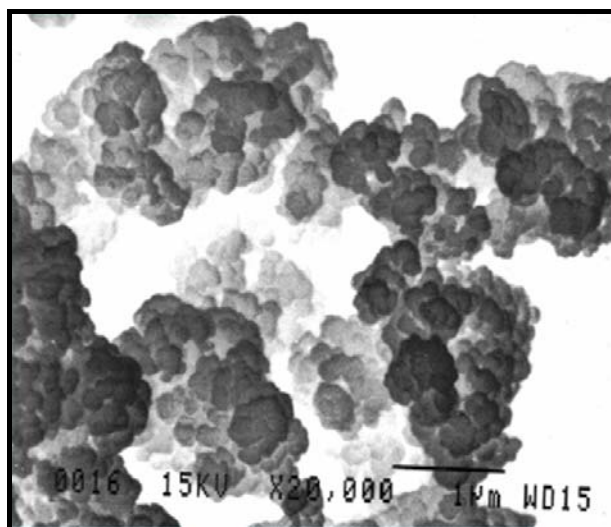


Figure IV.1 : Photomicrographie 20000X de la molécule de la résine du Carbopol [43].

I.2) Préparation

Nous avons préparé plusieurs solutions aqueuses à base de Carbopol 940 à des concentrations comprises entre 0.05% et 0.5% en masse (100 ml chacune), mélangées à faibles vitesses avec un agitateur magnétique pour éviter la formation de bulles d'air et pour ne pas " casser " les chaînes polymériques [44]. Une partie de la préparation concerne la modification du pH des solutions obtenues par l'ajout de Soude à 18 % en masse [1, 3, 31, 41].

A l'origine le pH des solutions du Carbopol 940 non neutralisées dépend intimement (profondément) de la concentration en eau, figure (IV.2).

Les échantillons restent au repos pendant au moins 24 heures avant leurs caractérisations rhéologiques. Les mesures sont réalisées à température constante (20°C).

Pour la solution de la boucle d'essai, nous avons préparé une grande quantité (50 L), la résine du Carbopol 940 a été ajoutée par petite quantité à l'eau distillée agitée avec un agitateur mécanique (à hélice) à faible vitesse de rotation.

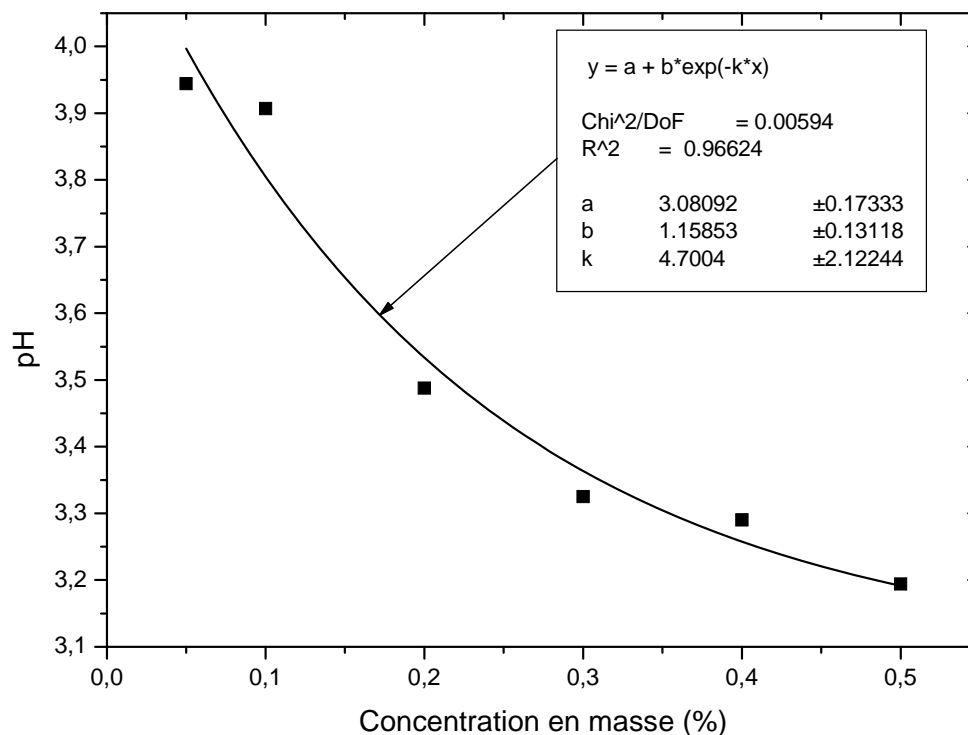


Figure IV.2 : pH des solutions en fonction de concentration.

I.3) Effet du pH

Nous avons caractérisé nos solutions pour différents pH et à concentration constante égale à 0.05%.

La figure (IV.3) représente les courbes d'écoulement de la solution à différents pH. Nous remarquons un comportement quasi linéaire pour la viscosité apparente en fonction du taux de cisaillement dont la pente est négative ; ce qui permet de dire qu'on est en présence d'un comportement rhéofluidifiant, la pente des courbes est maximale pour les valeurs du pH 7 et 8 et les rhéogrammes à différentes valeurs du pH montrent un épaississement du fluide pour les valeurs comprises entre pH 7 et pH 8, figure (IV.4).

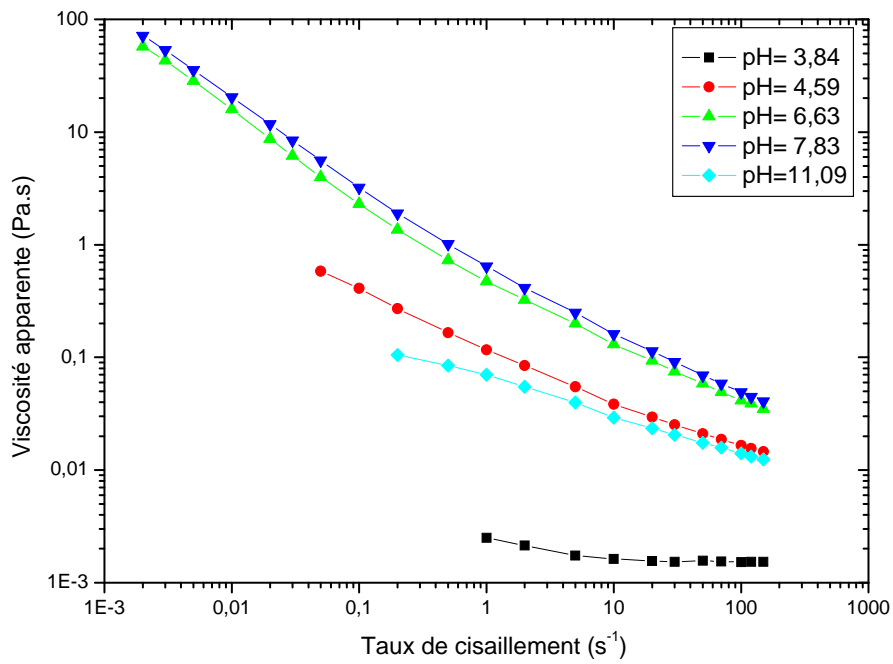


Figure IV.3 : Courbes d'écoulement des solutions du Carbopol 940 à différents pH, concentration de 0.05%.

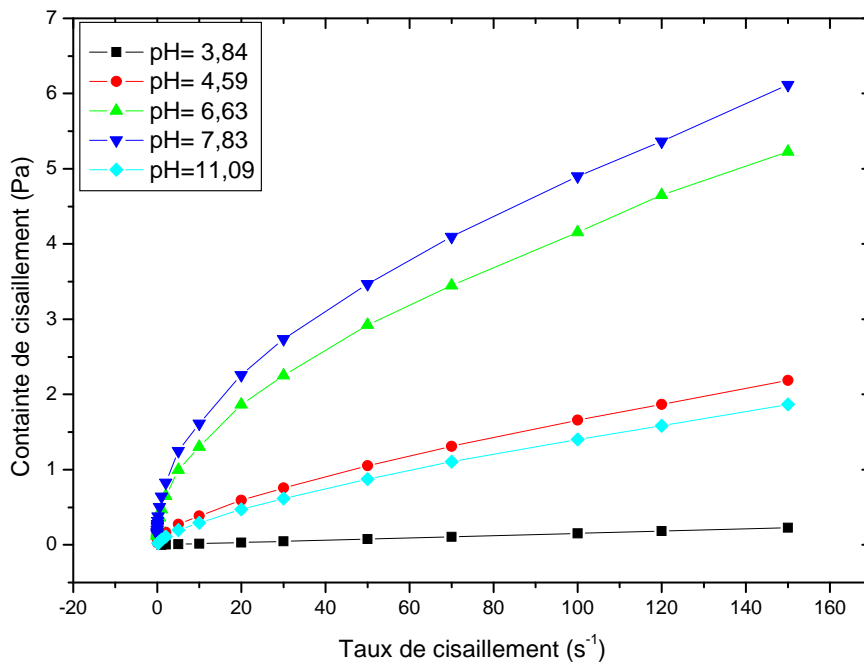


Figure IV.4 : Rhéogrammes des solutions du Carbopol 940 à différents pH, concentration de 0.05%.

I.4.) Effet de la concentration

Nous avons caractérisé les solutions non neutralisées (à base de Carbopol 940 et d'eau seulement) en fonction des concentrations comprises entre 0.05% et 0.5%. Pour les solutions neutralisées à un pH autour de 7 nous avons considéré des concentrations comprises entre 0.00% et 0.1%. Les concentrations ont été choisies en fonction des possibilités du viscosimètre.

a) Solutions non neutralisées [45]

La figure IV.5 représente les courbes d'écoulement des solutions non neutralisées tracées en échelle logarithmique.

Pour les fortes concentrations les mesures ont été effectuées à faibles taux de cisaillement compris entre 10^{-4} et 10^{-3} s⁻¹. L'allure des courbes peut être traduit par des modèles structuraux comme celui de Cross [9].

Pour les concentrations comprises entre 0.3% et 0.4% on a considéré des taux de cisaillement entre 10^{-3} et 5 s⁻¹. Les courbes présentent un début de palier où la viscosité apparente est constante (pour des faibles taux de cisaillement). Le comportement ne pourra être modélisé que par des modèles structuraux [9].

La solution avec une concentration de 0.2% est caractérisée par une courbe linéaire en log-log modélisable facilement par une loi de type Puissance (Tableau IV.5).

Pour des concentrations assez faibles de l'ordre de 0.05% et 0.1% on a considéré des taux de cisaillement compris entre 1 et 20 s⁻¹. L'allure des courbes obtenues montre un comportement similaire à celui d'un fluide newtonien.

La détermination des paramètres de lois sans la présence des deux paliers sur la même courbe est assez difficile.

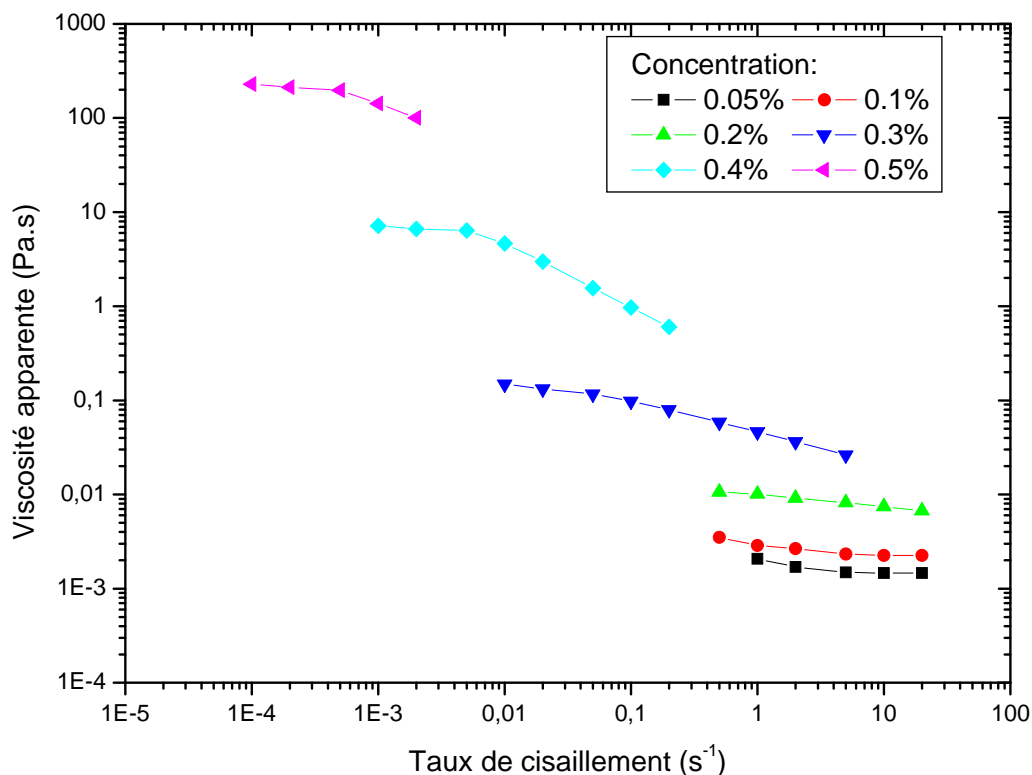


Figure IV.5 : Courbes d'écoulement des solutions du Carbopol 940 non neutralisées à différentes concentrations.

b) Solutions neutralisées

Les viscosités apparentes en fonction du taux sont représentées par les courbes d'écoulement (figure IV.6).

L'allure des courbes montre un comportement quasi linéaire qui s'accroît en fonction de la concentration et dont la pente est négative.

Ainsi on a un comportement rhéofluidifiant.

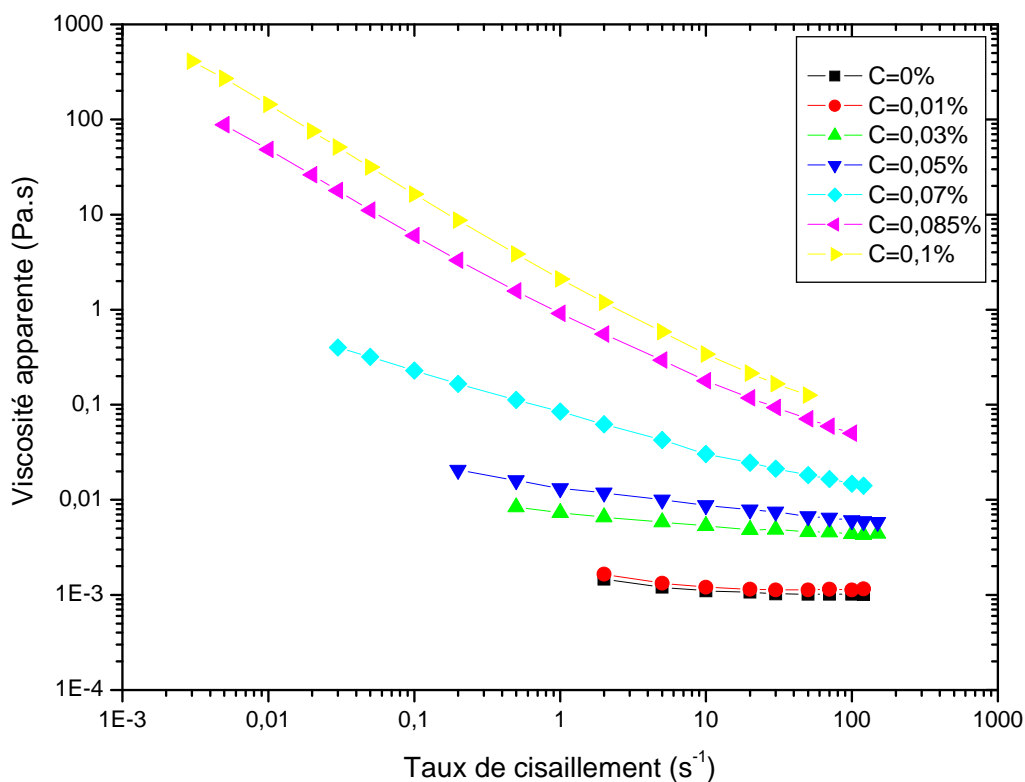


Figure IV.6 : Courbes d'écoulement des solutions du Carbopol 940 neutralisé à différentes concentrations.

II) Choix du modèle rhéologique

La modélisation du comportement consiste à chercher un modèle rhéologique existant ou de développer un modèle qui exprime au mieux les résultats expérimentaux et le phénomène réel.

Pour comparer les différents modèles nous utilisons des grandeurs statistiques comme la dispersion et le coefficient de Teil.

II.1) Calcul de la dispersion [11]

La précision faite sur l'ajustement des points expérimentaux, avec les courbes théoriques, est donnée par le calcul de la dispersion par rapport aux valeurs expérimentales en utilisant le facteur de dispersion suivant :

$$D = \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N \left(\frac{\tau_{pré} - \tau_{mes}}{\tau_{mes}} \right)^2 \right)^{1/2} 100 \quad (\text{IV.1})$$

N : nombre de points expérimentaux.

τ_{mes} : valeurs mesurées de la contrainte de cisaillement.

$\tau_{pré}$: valeurs de la contrainte de cisaillement prédites par le modèle.

II.2) Coefficient de corrélation de Teil [11]

Pour voir si le modèle théorique choisi est adéquat, nous calculons également le coefficient de corrélation de Teil défini par :

$$T = \frac{\left((1/N) \sum_i (\tau_{mes} - \tau_{pré})^2 \right)^{1/2}}{\left((1/N) \sum_{i=1}^N \tau_{mes}^2 \right)^{1/2} + \left((1/N) \sum_{i=1}^N \tau_{pré}^2 \right)^{1/2}} \quad (\text{IV.2})$$

II.3) Coefficient de Pearson

Escudier et al [46] utilisent le coefficient de corrélation de Pearson \mathbb{R} définie par :

$$\mathbb{R} = \frac{N \sum \mu_{mes} \mu_{pré} - \sum \mu_{mes} \sum \mu_{pré}}{\sqrt{\left[N \sum \mu_{mes}^2 - \left(\sum \mu_{mes} \right)^2 \right] \left[N \sum \mu_{pré}^2 - \left(\sum \mu_{pré} \right)^2 \right]}} \quad (\text{IV.3})$$

La différence entre valeur expérimentale et valeur donnée par les modèles rhéologiques est inacceptable si $\mathbb{R} < 0.9975$.

Escudier et al [46] suggèrent l'utilisation de $(1 - \mathbb{R})$ où la corrélation est acceptable si $(1 - \mathbb{R}) < 2.5 \cdot 10^{-3}$.

III) Modélisation rhéologique

III.1) Modélisation du comportement pour différents pH et à concentration constante

a) Modèle de Bingham

L'ajustement par le modèle de Bingham (figure IV.7) donne des résultats acceptables pour des fortes valeurs de taux de cisaillement.

Pour les faibles vitesses de cisaillement celui-ci n'est pas adapté, car il surestime la contrainte seuil en négligeant le comportement fluidifiant.

Pour la solution à pH=3.84 le comportement de cette substance est plus proche d'un comportement newtonien.

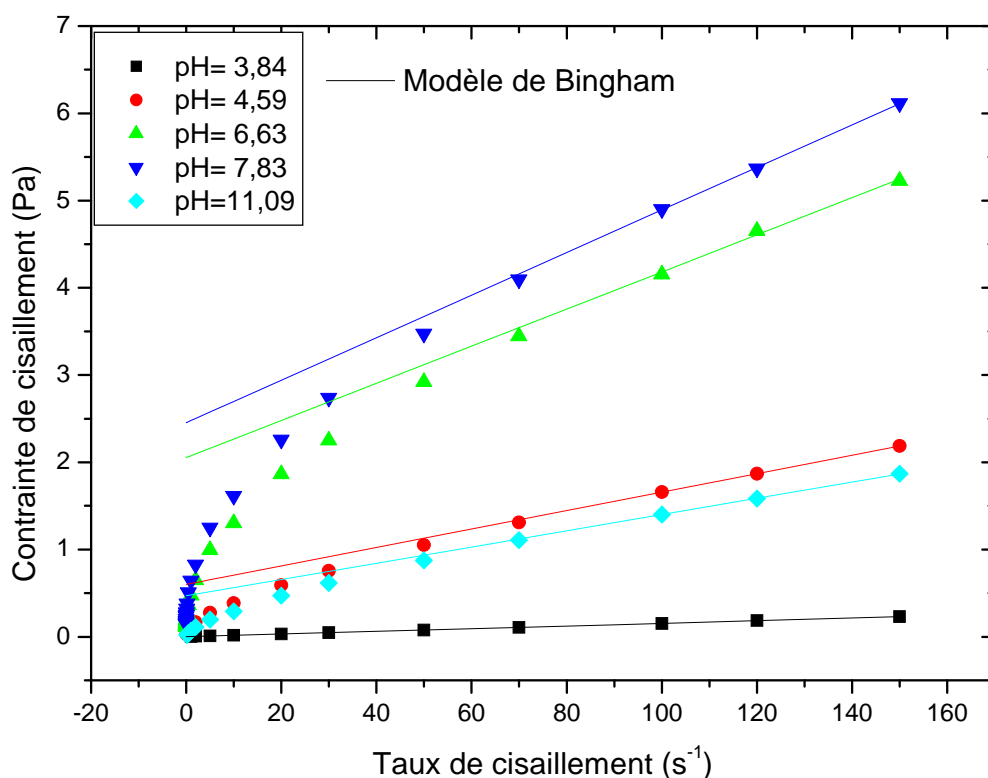


Figure IV.7 : Rhéogrammes des solutions du Carbopol 940 à différents pH et concentration de 0.05%.

b) Modèle de Herschel-Bulkley

Le modèle Herschel-Bulkley combine les effets d'un solide parfaitement plastique et le comportement en loi Puissance dans un fluide [47]. Le tableau (IV.1) donne les différentes valeurs des paramètres de ce modèle et les critères statistiques en fonction du pH :

pH	τ_c	k	n	D %	T	1-R
3.84	1,040E-03	1,520E-03	1.001	0,522	1,100E-6	3,696E-5
4.59	3,518E-02	7,425E-02	0.670	4,212	2,668E-5	1,056E-4
6.63	1,357E-01	3,391E-01	0.539	1,669	6,508E-5	1,033E-4
7.83	1,716E-01	4,468E-01	0.513	2,020	9,682E-5	1,367E-4
11.09	1,020E-02	5,826E-02	0.690	2,057	3,405E-5	4,981E-5

Tableau IV.1 : Variation des paramètres du modèle de Herschel-Bulkley et estimation des paramètres de corrélation en fonction du pH concentration de 0.05%.

Nous remarquons une bonne concordance entre le modèle et les résultats expérimentaux.

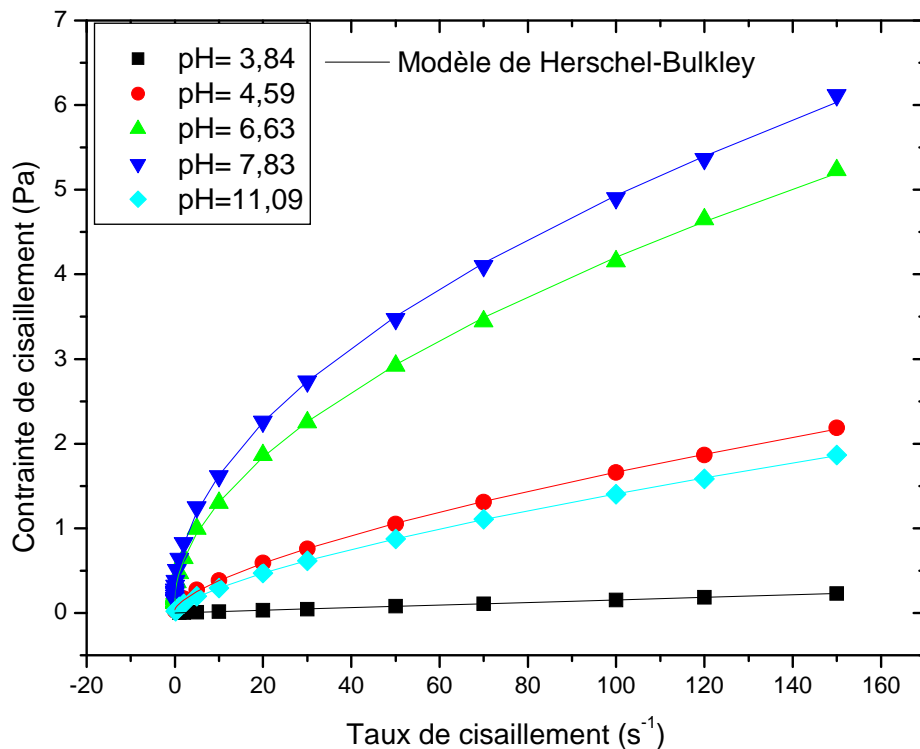
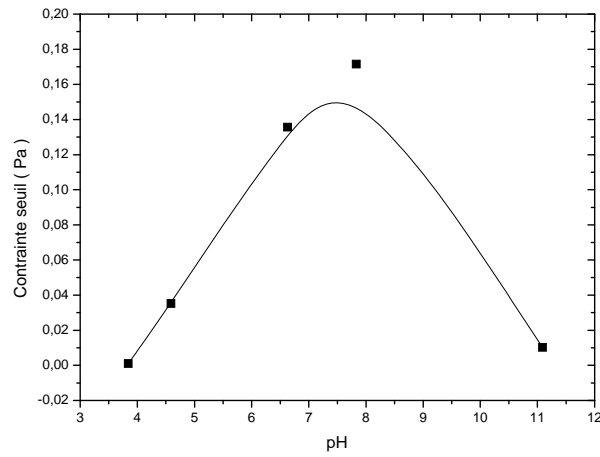
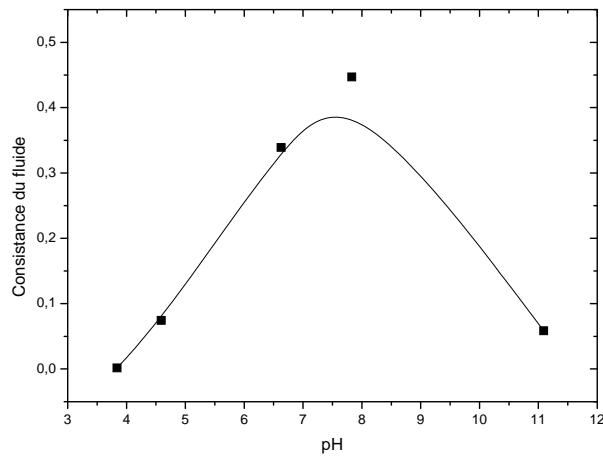


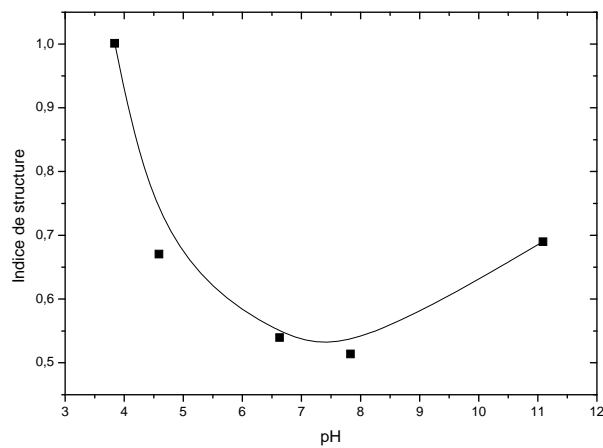
Figure IV.8 : Rhéogrammes des solutions du Carbopol 940 à différents pH et concentration de 0.05%.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.9 (a, b, c): Evolution des paramètres du modèle de Herschel-Bulkley en fonction du pH, concentration de 0.05%.

L'évolution des paramètres du modèle de Herschel-Bulkley en fonction du pH pour la concentration 0.05% montre que pour un pH=3,84, le fluide est newtonien.

La courbure dans les rhéogrammes des écoulements (figure IV.3) est due essentiellement à la contrainte seuil. Cette contrainte seuil, pour la concentration 0.05%, est relativement faible voire négligeable si l'on reste à des taux de cisaillement modérés.

Le comportement plastique est pris en considération dans le cas d'un pH entre 7 et 8, un taux de cisaillement moyen (Tableau IV.2) et en fonction des concentrations.

La consistance du fluide " k " est maximale pour un pH proche de 7.

Dans la représentation graphique de l'indice de structure " n " en fonction du pH on a un minimum situé aux environs de pH=7.

La pente (n-1) à la courbe $\eta = f(\dot{\gamma})$ (figure IV.3) qui est négative et elle est maximale en valeur pour un pH proche de 7.

c) Modèle de Casson modifié

Le tableau (IV.2) contient les valeurs des paramètres du modèle de Casson modifié :

$$\begin{cases} \sqrt{\tau} = \sqrt{\tau_c} + \sqrt{k\dot{\gamma}^n} & \text{si } \tau > \tau_c \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau < \tau_c \end{cases}$$

La figure (IV.10) présente les superpositions avec les résultats expérimentaux pour différents pH et à concentration constante 0.05%.

pH	τ_c	k	n	D %	T	1-R
3.84	9,000E-4	1,730E-3	0,964	15,086	3,470E-4	7,368E-4
4.59	1,212E-2	4,984E-2	0,723	1,467	1,234E-5	4,800E-5
6.63	7,963E-2	1,792E-1	0,620	0,844	4,196E-5	6,779E-5
7.83	1,090E-1	2,259E-1	0,599	0,801	4,103E-5	5,779E-5
11.09	1,840E-3	4,902E-2	0,713	2,776	8,352E-6	3,903E-5

Tableau IV.2 : Variation des paramètres du modèle de Casson modifié et estimation des paramètres de corrélation en fonction du pH à concentration de 0.05%.

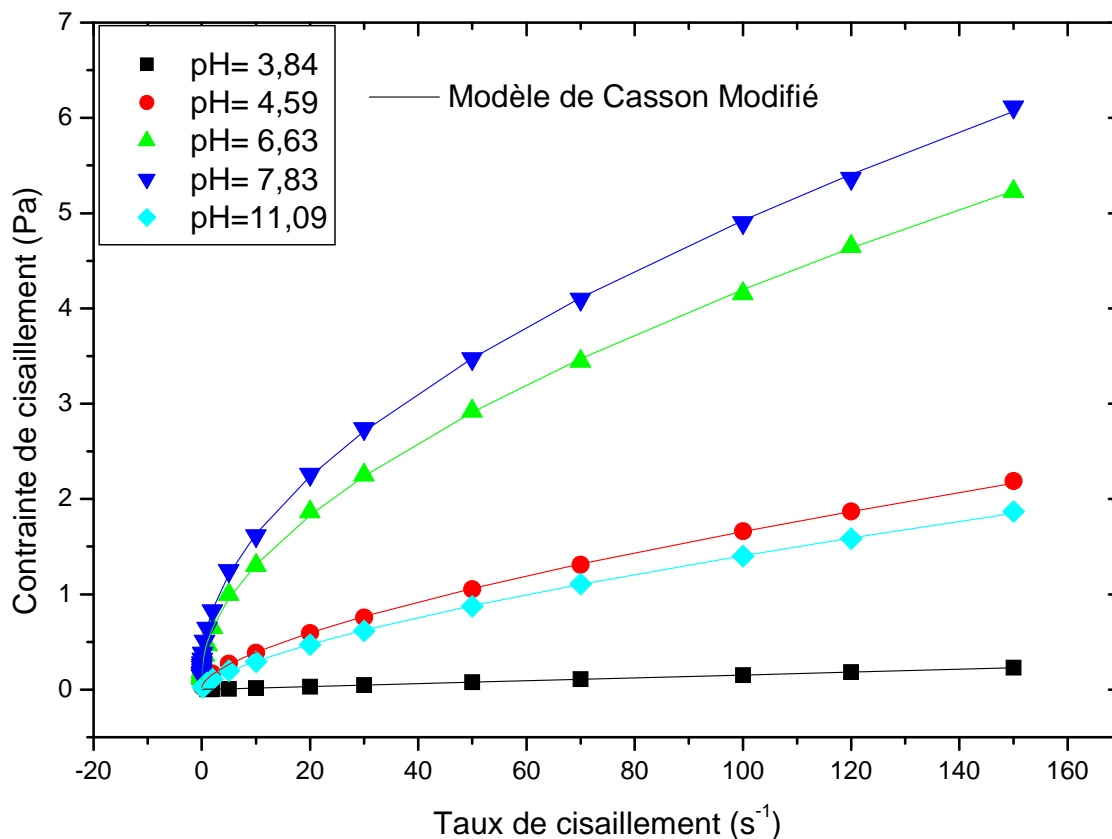


Figure IV.10 : Rhéogrammes des solutions du Carbopol 940 à différents pH et concentration de 0.05%.

Le modèle de Casson modifié donne un très bon ajustement : du même ordre de grandeur que le modèle de Herschel-Bulkley. Les mêmes remarques peuvent être faites sur la variation des paramètres en fonction du pH. Par contre le modèle de Casson modifié est plus difficile à mettre en œuvre par rapport au modèle de Herschel-Bulkley.

d) Modèle de Casson généralisé

Le tableau (IV.3) contient les valeurs des paramètres du modèle de Casson généralisé :

$$\begin{cases} \tau = \tau_c + \eta_\infty \dot{\gamma} + k \dot{\gamma}^n & \text{si } \tau \geq \tau_c \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{si } \tau < \tau_c \end{cases}$$

La figure (IV.11) présente les superpositions avec les résultats expérimentaux pour différents pH et concentration constante, égale à 0.05%.

pH	τ_c	k	n	η_∞	$D \%$	T	$I-R$
3.84	1,000E-03	0,000E+00	0	1,520E-03	9,012	1,263E-05	3,704E-05
4.59	1,150E-02	9,819E-02	0,525	5,380E-03	7,05	1,406E-04	2,139E-05
11.09	2,790E-03	6,428E-02	0,625	2,520E-03	2,272	1,039E-05	3,411E-05
6.63	1,100E-01	3,785E-01	0,487	5,110E-03	7,057	1,546E-01	6,002E-04
7.83	1,419E-01	5,034E-01	0,455	6,760E-03	6,647	1,716E-02	1,745E-04
3.84	1,090E-03	0,000E+00	0,5	1,520E-03	9,406	1,358E-05	3,704E-05
4.59	1,150E-02	1,049E-01	0,5	4,040E-03	4,393	4,244E-03	3,014E-04
11.09	2,790E-03	7,862E-02	0,5	6,100E-03	6,679	4,603E-05	1,547E-04
6.63	1,100E-01	3,672E-01	0,5	4,040E-03	5,031	1,719E-02	1,800E-04
7.83	1,419E-01	4,507E-01	0,5	2,410E-03	7,121	1,714E-02	1,565E-04

Tableau IV.3 : Variation des paramètres du modèle de Casson généralisé et estimation des paramètres de corrélation en fonction du pH, concentration de 0.05%.

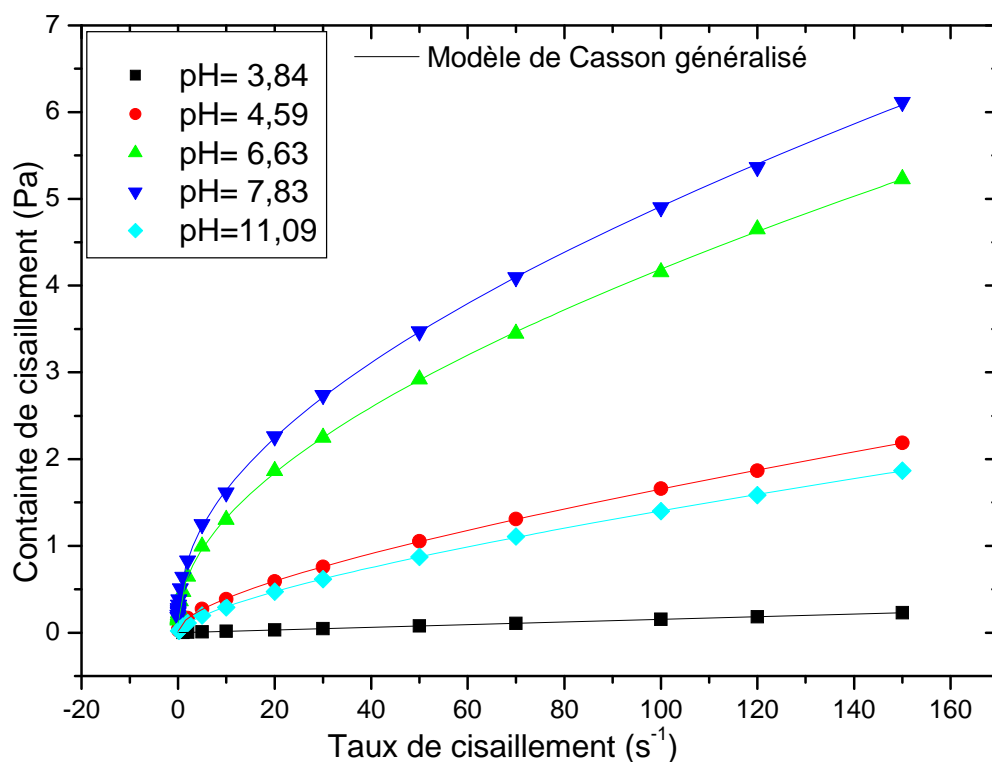


Figure IV.11 : Rhéogrammes des solutions du Carbopol 940 à différents pH et concentration de 0.05%.

e) Modèle en loi Puissance

Le tableau (IV.4) contient les valeurs des paramètres du modèle en loi Puissance :

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

La figure (IV.12) présente les superpositions avec les résultats expérimentaux pour différents pH et concentration constante, égale à 0.05%.

pH	k	n	D %	T	1-R
3.84	1,620E-03	0,988	4,025	1,551E-06	4,839E-05
4.59	8,817E-02	0,638	6,457	1,065E-04	2,694E-04
6.63	4,322E-01	0,494	9,217	7,314E-04	5,867E-04
7.83	5,773E-01	0,466	8,697	1,024E-03	7,710E-04
11.09	6,170E-02	0,679	1,520	1,594E-05	6,542E-05

Tableau IV.4 : Variation des paramètres du modèle en loi Puissance et estimation des paramètres de corrélation en fonction du pH, concentration de 0.05%.

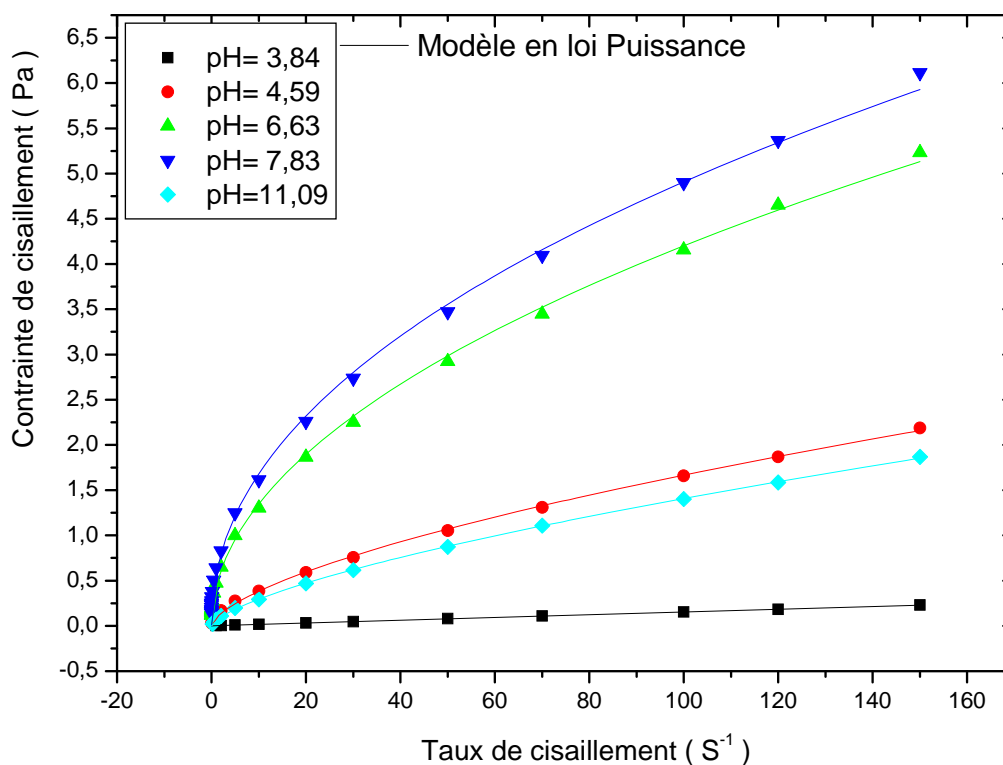


Figure IV.12 : Rhéogrammes des solutions du Carbopol 940 à différents pH et concentration 0.05%.

Le modèle de Herschel-Bulkley est plus précis que le modèle en loi Puissance malgré le fait que la contrainte seuil soit négligeable (pour les valeurs de pH 6.63 et pH 7.83 l'influence de la contrainte seuil n'est pas négligeable pour les taux de cisaillement inférieurs à 20s^{-1}).

En se basant sur le coefficient de Person [46] :

Tous les modèles empiriques mentionnés sont plus ou moins adaptés d'un point de vue statistique pour modéliser ces solutions, excepté le modèle de Bingham. Les modèles de Herschel-Bulkley et de Casson généralisé montrent de bonnes estimations sur toute la gamme du pH.

D'après les valeurs des tableaux (IV.1, IV.3 et IV.4) on remarque que la substance de concentration 0.05% a un comportement newtonien pour un $pH \leq 3.84$ et il tend vers un comportement newtonien pour un $pH > 11.09$.

Pour un pH compris entre 3.8 et 4.9 le comportement pourrait être décrit par une loi Puissance et pour un pH proche de 7 on a une présence d'une contrainte seuil et le comportement viscoplastique pourrait être décrit par Herschel-Bulkley ou Casson généralisé.

Dans tous les cas on pourra conclure que le modèle de Casson généralisé est le plus indiqué.

III.2) Modélisation du comportement des solutions non neutralisées à différentes concentrations

En comparant les valeurs pour la loi Puissance et la loi de Herschel-Bulkley (Tableaux IV.5 et IV.6) on constate l'absence de la contrainte seuil (valeurs faibles ou négative qui n'ont pas de réalité physique) et que le comportement de la substance est mieux décrit par la loi Puissance que par le modèle de Herschel-Bulkley.

Ce qui confirme le comportement déjà signalé au paragraphe caractérisation à savoir un comportement newtonien pour les faibles taux de cisaillement et un comportement non newtonien pour des taux de cisaillement plus élevés et une concentration $C \geq 0.02\%$. L'évaluation des paramètres de la loi en Puissance en fonction de la concentration donne une bonne formulation exponentielle pour la consistance du fluide "k" et une formulation polynomiale d'ordre deux pour l'indice de structure "n".

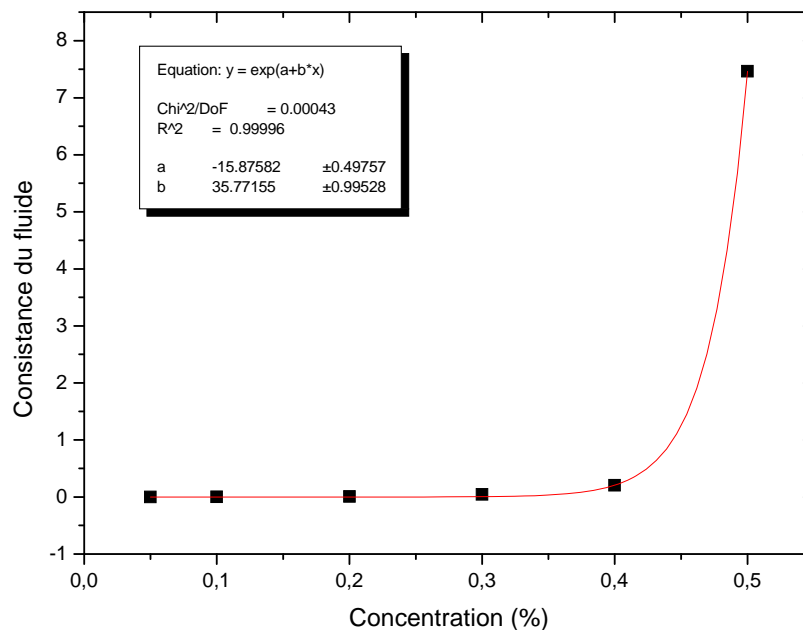
D'après les variations de l'indice " n " en fonction de la concentration (figure IV.13) le comportement des solutions est non newtonien pour des concentrations supérieures à 0.1%.

C %	k	n	D %	T	1-R
0.05	1,590E-3	0,969	4,960	1,386E-6	3,175E-4
0.1	2,500E-3	0,964	5,142	1,576E-6	2,047E-4
0.2	1,031E-2	0,857	3,431	4,248E-7	2,449E-5
0.3	4,598E-2	0,654	7,043	1,427E-6	6,153E-5
0.4	2,064E-1	0,328	14,769	1,044E-4	8,097E-3
0.5	7,463E+0	0,579	7,001	1,021E-4	7,800E-3

Tableau IV.5 : Variation des paramètres du modèle en loi Puissance et estimation des paramètres de corrélation pour différentes concentrations non neutralisées.

C %	τ_c	k	n	D %	T	1-R
0.05	0.84 E-3	1.23 E-3	1.047	0,171	1,281E-8	3,753E-6
0.1	0.97 E-3	2.05 E-3	1.024	2,393	2,214E-7	3,445E-5
0.2	0.07 E-3	10.26 E-3	0.858	3,016	4,118E-7	2,441E-5
0.3	-1.2 E-3	47.59 E-3	0.636	1,207	6,312E-8	4,095E-6
0.4	-41.55 E-3	0.22555	0.208	7,628	2,910E-5	2,350E-3
0.5	-201.48 E-3	1.52195	0.215	0,710	4,108E-6	3,288E-4

Tableau IV.6 : Variation des paramètres du modèle Herschel-Bulkley et estimation des paramètres de corrélation pour différentes concentrations non neutralisées.



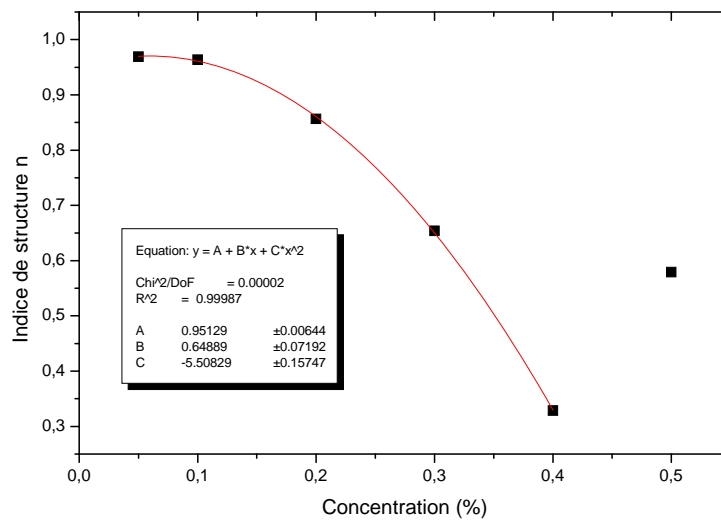


Figure IV.13 : Evolutions des paramètres du modèle en loi Puissance en fonction de concentration, solutions non neutralisées.

III.3) Modélisation du comportement des solutions neutralisées à différentes concentrations

a) Modèle de Bingham

Le tableau (IV.7) donne les valeurs des paramètres du modèle de Bingham pour chaque concentration. La représentation graphique $\tau = f(\dot{\gamma})$ est donnée par la figure (IV.14).

Les paramètres du modèle de Bingham suivent une distribution exponentielle, la contrainte seuil devient relativement importante à partir de la concentration 0.05% figure (IV.15).

C %	τ_c	η_n	D %	T	1-R
0	1,18E-3	1,00E-3	1,025	2,969E-7	1,364E-5
0,01	7,10E-4	1,13E-3	1,675	1,920E-5	1,398E-4
0,03	1,62E-2	4,26E-3	32,788	6,970E-5	4,305E-4
0,05	8,27E-2	5,25E-3	173,748	1,435E-3	1,735E-3
0,07	4,18E-1	1,06E-2	319,417	2,441E-2	9,917E-3
0,085	2,13E+0	2,88E-2	49,394	1,410E-1	3,275E-2
0,1	3,00E+0	6,58E-2	19,165	1,019E-1	3,588E-2

Tableau IV.7 : Variation des paramètres du modèle de Bingham et estimation des paramètres de corrélation pour différentes concentrations neutralisées.

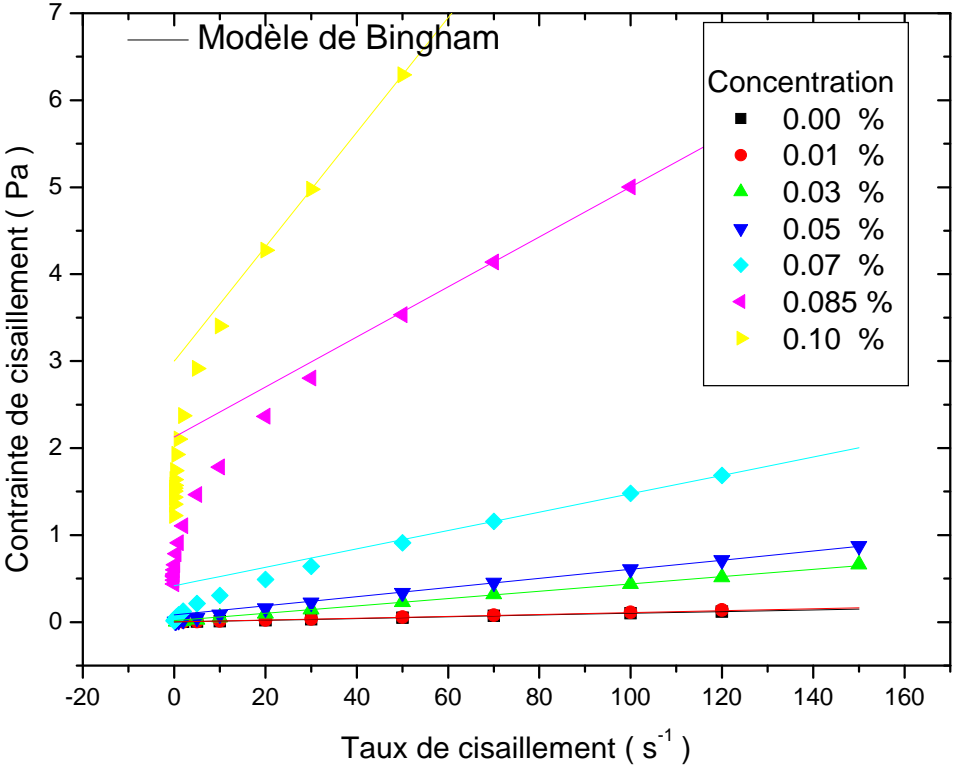
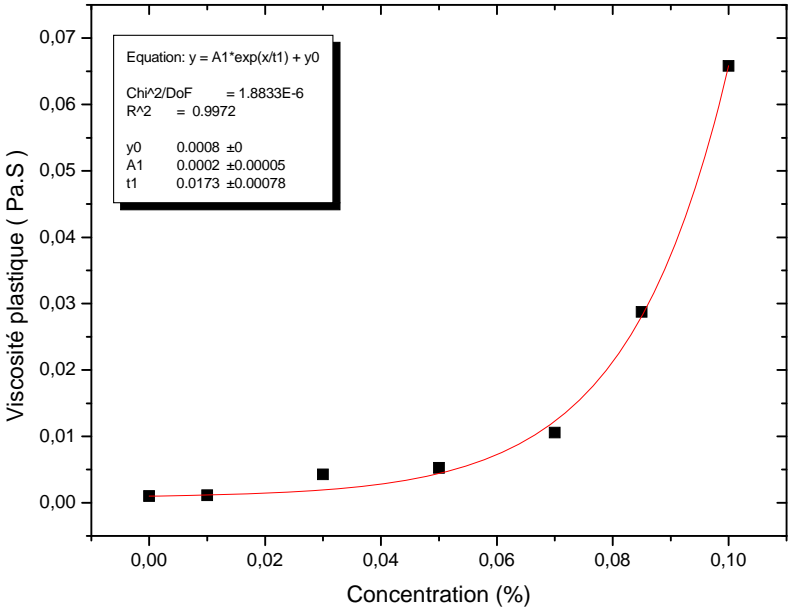
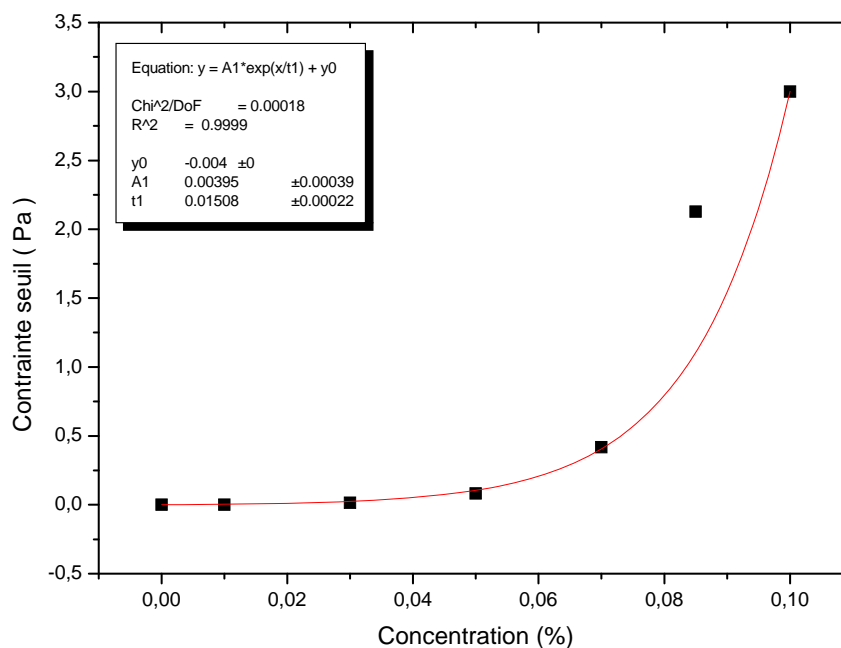


Figure IV.14 : Rhéogrammes des solutions du Carbopol 940 neutralisées à différentes concentrations.



(a)



(b)

Figure IV.15 (a, b) : Evolutions des paramètres du modèle de Bingham en fonction de concentration des solutions neutralisées.

b) Modèle en loi Puissance

Le tableau (IV.8) donne les valeurs des paramètres du modèle en loi Puissance pour chaque concentration. La représentation graphique $\tau = f(\dot{\gamma})$ est donnée par la figure (IV.16).

Les paramètres du modèle en loi Puissance montrent que les solutions à faible concentration (0% et 0.01%) ont un comportement newtonien, ce modèle n'est pas adapté pour les fortes concentrations (0.085% et 0.1%) ; $(1-R) > 2.5 \cdot 10^{-3}$.

C %	k	n	D %	T	1-R
0	1,130E-03	0,977	2,913	9,683E-07	4,032E-05
0,01	1,120E-03	1,005	3,988	2,331E-06	1,208E-04
0,03	5,690E-03	0,946	3,538	2,755E-05	3,371E-04
0,05	1,203E-02	0,853	2,594	9,366E-06	8,297E-05
0,07	6,500E-02	0,675	6,292	9,766E-05	1,933E-04
0,085	8,993E-01	0,356	8,132	5,665E-03	9,270E-03
0,1	2,489E+00	0,197	4,909	1,460E-02	3,877E-02

Tableau IV.8 : Variation des paramètres du modèle en loi Puissance et estimation des paramètres de corrélation pour différentes concentrations neutralisées.

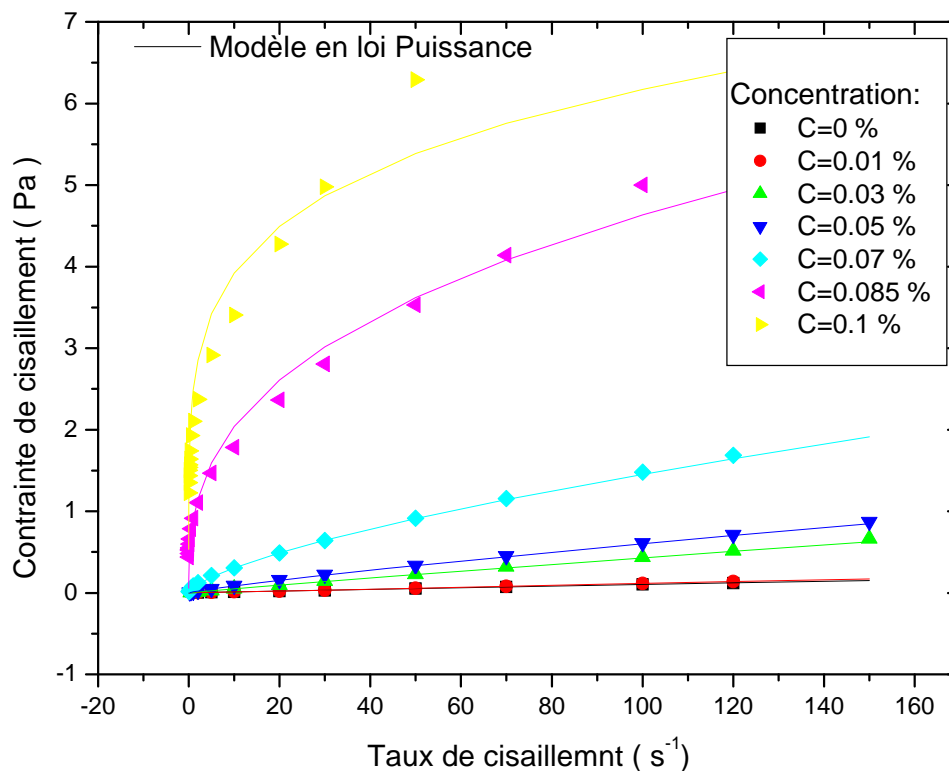


Figure IV.16 : Rhéogrammes des solutions du Carbopol 940 neutralisées à différentes concentrations.

c) Modèle de Herschel-Bulkley

Le tableau (IV.9) donne les valeurs des paramètres du modèle de Herschel-Bulkley pour chaque concentration. La représentation graphique $\tau = f(\dot{\gamma})$ est donnée par la figure (IV.17).

Nous avons pour les paramètres du modèle de Herschel-Bulkley : des distributions exponentielles pour la contrainte seuil " τ_c " et l'indice de consistance " k ", par contre on a une polynomiale d'ordre deux pour l'indice de structure " n ".

La contrainte seuil devient relativement importante à partir de la concentration 0.07% figure (IV.18).

C %	τ_c	k	n	D %	T	1-R
0	9,400E-4	1,010E-3	0,997	0,261	4,665E-7	1,318E-5
0,01	1,170E-3	1,040E-3	1,017	0,332	1,989E-6	8,450E-5
0,03	3,600E-3	5,260E-3	0,962	4,608	2,524E-5	3,189E-4
0,05	2,850E-3	1,152E-2	0,862	3,309	8,271E-6	7,651E-5
0,07	3,726E-2	5,192E-2	0,722	21,659	6,841E-5	1,711E-4
0,085	4,779E-1	3,969E-1	0,525	1,093	1,759E-4	3,878E-4
0,1	1,379E+0	7,114E-1	0,472	1,204	1,227E-3	2,097E-3

Tableau IV.9 : Variation des paramètres du modèle de Herschel-Bulkley et estimation des paramètres de corrélation pour différentes concentrations neutralisées.

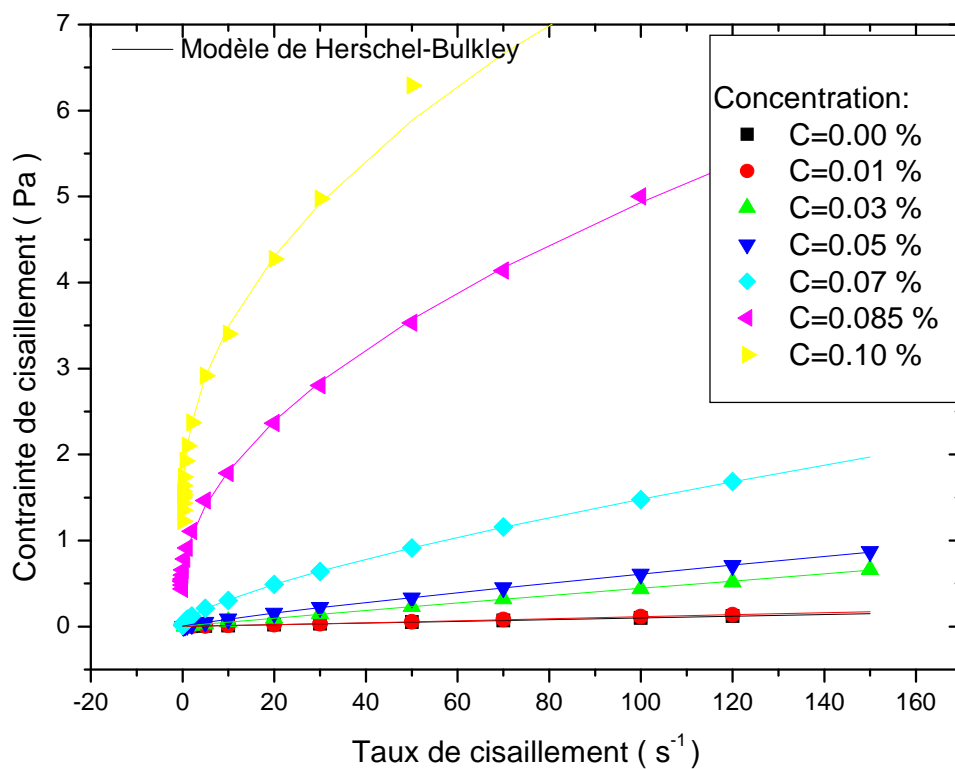
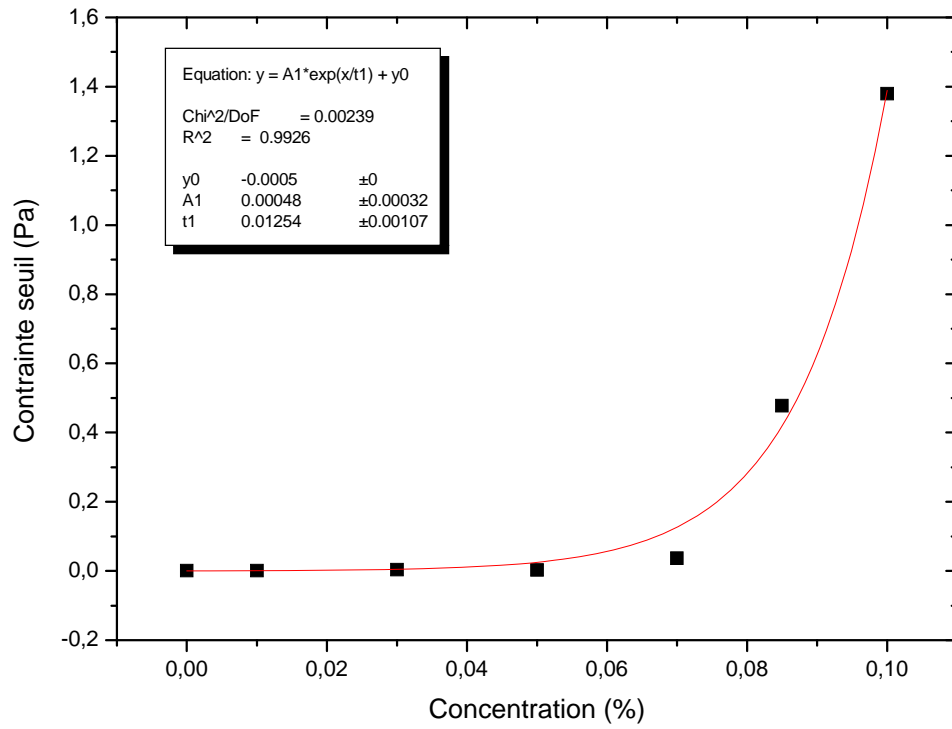
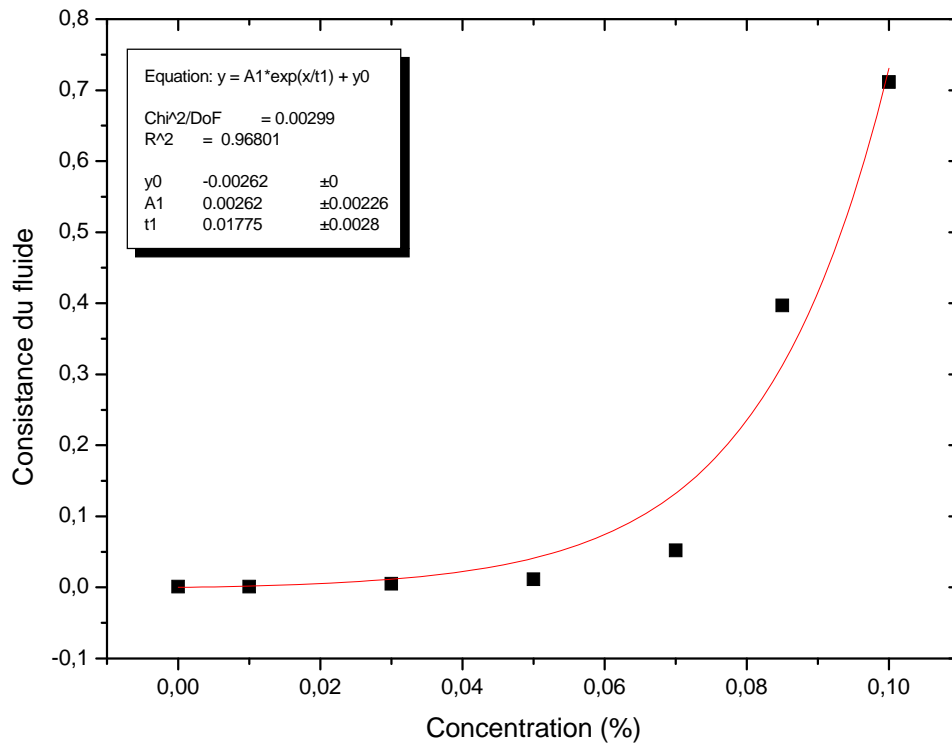


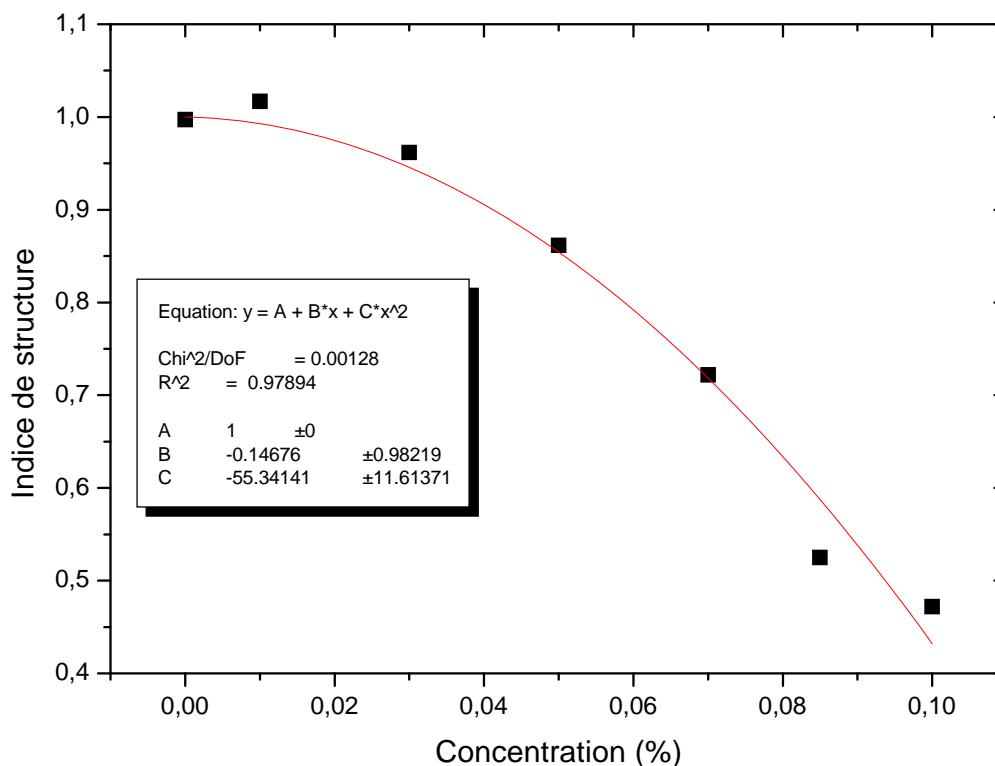
Figure IV.17 : Rhéogrammes des solutions du Carbopol 940 neutralisées à différentes concentrations.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.18 (a, b, c): Evolutions des paramètres du modèle de Herschel-Bulkley en fonction de la concentration des solutions neutralisées.

d) Modèle de Casson généralisé

Le tableau (IV.10) donne les valeurs des paramètres du modèle de Casson généralisé pour chaque concentration. La représentation graphique $\tau = f(\dot{\gamma})$ est donnée par la figure (IV.19).

Pour les paramètres du modèle de Casson généralisé on a les mêmes allures que les paramètres du modèle de Herschel-Bulkley (contrainte seuil, consistance du fluide et indice de structure).

On a par ailleurs une distribution exponentielle pour la viscosité infinie μ_∞ semblable à celle donnée par le modèle de Bingham.

La contrainte seuil devient relativement importante à partir de la concentration 0.07%.

C %	τ_c	k	n	η_∞	D %	T	1-R
0	9,400E-4	4,100E-4	0,993	6,100E-4	0,310	8,319E-7	1,317E-5
0,01	1,510E-3	8,600E-4	1,039	1,000E-4	0,603	9,900E-7	6,431E-5
0,03	2,000E-3	4,480E-3	0,942	1,000E-3	1,524	2,517E-5	3,214E-4
0,05	1,000E-4	1,107E-2	0,687	3,490E-3	1,387	5,565E-6	5,267E-5
0,07	4,270E-3	7,081E-2	0,563	5,290E-3	1,624	8,291E-6	3,994E-5
0,085	3,976E-1	5,115E-1	0,398	1,408E-2	0,426	2,418E-5	5,311E-5
0,1	1,117E+0	9,782E-1	0,272	4,673E-2	0,608	1,088E-4	3,030E-4

Tableau IV.10 : Variation des paramètres du modèle de Casson généralisé et estimation des paramètres de corrélation pour différentes concentrations neutralisées.

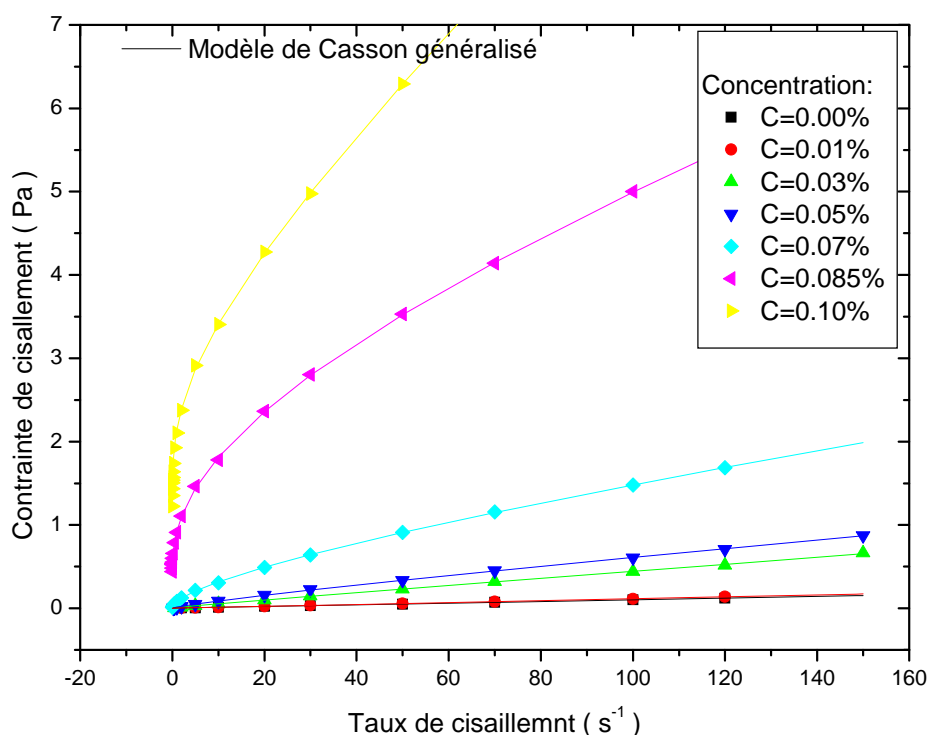


Figure IV.19 : Rhéogrammes des solutions du Carbopol 940 neutralisées à différentes concentrations.

e) Comparaison des ajustements

Les solutions à concentration faible (0% et 0.01%) ont un comportement newtonien, les concentrations entre 0.03% et 0.05% ont un comportement non newtonien fluidifiant avec contrainte seuil négligeable.

Pour les fortes valeurs de concentration à partir de 0.085% le comportement est viscoplastique.

La comparaison entre les valeurs des coefficients de corrélation montre que les modèles viscoplastiques sont les plus adaptés pour les fortes concentrations et que le modèle de Casson généralisé est le plus apte à modéliser ces solutions (corrélation modèle expérience très satisfaisante).

Discussion et Conclusion

En fonction du pH, les propriétés rhéologiques intéressantes observées dans les comportements de ces solutions sont dues aux branchements des groupements Carboxyliques sur la chaîne principale du polymère Carbopol. Sous sa forme solide, la molécule du Carbopol 940 (C940) est fortement enroulée sur elle-même sous forme sphérique ou de pelote (figure IV.20).

Dans la solution aqueuse, la molécule est plus dispersée et un peu déroulée (figure IV.21) (ceci est relatif à la concentration du polymère). Pour obtenir une solution aqueuse plus épaississante, on doit neutraliser la molécule de la résine à l'aide d'une base minérale telle que la Soude. Cette neutralisation induit une ionisation des chaînes carboxylique (-COOH) de la résine, la répulsion entre les charges provoque un déroulement des molécules (Figure IV.22), donc un chevauchement et un encombrement spatial plus important qui rendra la solution aqueuse neutralisée ou le gel plus épaississant que la solution aqueuse non neutralisée. Cet épaississement est de l'ordre de 300 fois pour une concentration de 0.05% en eau. La consistance du Carbopol 940 augmente rapidement dans une solution aqueuse à pH neutre (sous forme de gel en fonction de la concentration). Les caractéristiques rhéologiques de la solution dépendent fortement du pH de la solution, où les valeurs modérées sont données en fonction du pH entre les valeurs 7 et 8. Après neutralisation, la solution est transparente (l'indice de réfraction est de l'ordre de $1.33247 \pm 2.0 \cdot 10^{-5}$, $C=0.05\%$) non toxique, homogène, non thixotrope [31].

En fonction de la concentration, le comportement du fluide passe d'un comportement newtonien au un comportement non newtonien avec l'augmentation de la concentration en masse. L'encombrement spatial est dû au volume important de l'ensemble des molécules du polymère. Par contre, pour un pH neutre l'encombrement spatial est dû au volume important de la molécule elle-même.

D'un point de vue phénoménologique, nous avons deux paramètres physique : le pH et la concentration, deux aspects microscopique, même évolution macroscopique ; du comportement newtonien ou non newtonien.

L'évolution des paramètres rhéologiques (contrainte seuil, viscosité plastique, consistance et indice de structure) a été déterminée en fonction de la concentration et du pH. Cette étude a montré que les modèles empiriques sont plus adaptés pour ce type de matériaux. Parmi ces modèles, le modèle de Herschel-Bulkley et le modèle de Casson généralisé sont les plus adaptés pour caractériser la solution viscoplastique utilisée.

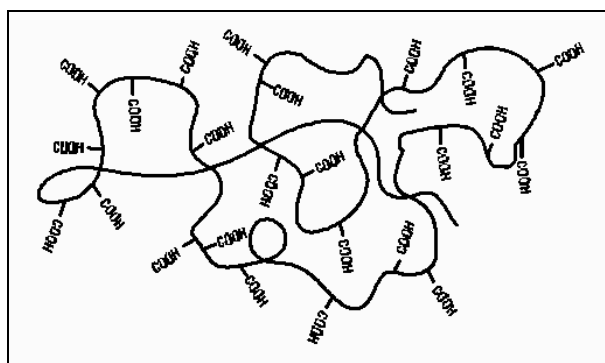


Figure IV.20 : Forme de la molécule du Carbopol sous la forme solide [48].

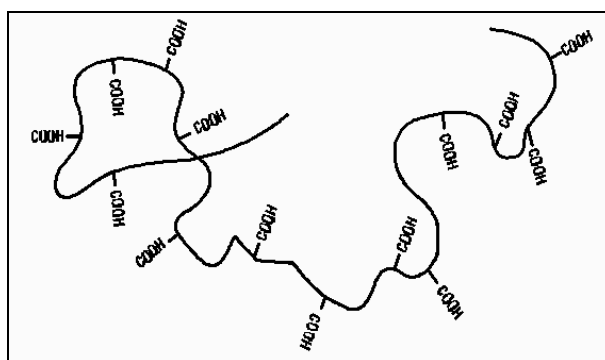


Figure IV.21 : Forme de la molécule du Carbopol dans une solution aqueuse [48].

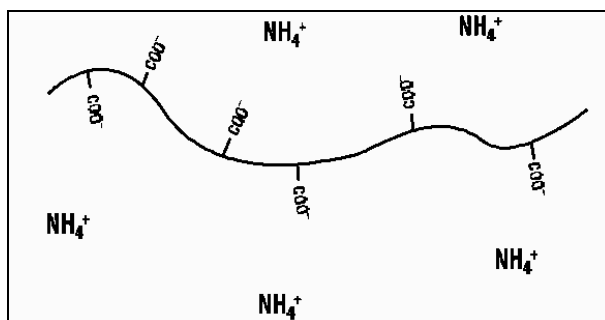


Figure IV.22 : Forme de la molécule du Carbopol dans une solution aqueuse (gel) [48].

IV) Modélisation

Les travaux de Papanastasiou et al [16], sur la modélisation des substances viscoplastiques ont conduit à un modèle de Bingham modifié où le problème lié à la singularité au voisinage de la contrainte seuil a été évité sur le plan mathématique. Il introduit par ailleurs l'aspect d'un comportement élastique pour des contraintes faibles inférieures à la contrainte seuil.

IV.1) Modèle de Papanastasiou

$$\tau = \left(\eta_p + \tau_c \left(\frac{1 - \ell^{-m\dot{\gamma}}}{\dot{\gamma}} \right) \right) \dot{\gamma} \quad (\text{IV.4})$$

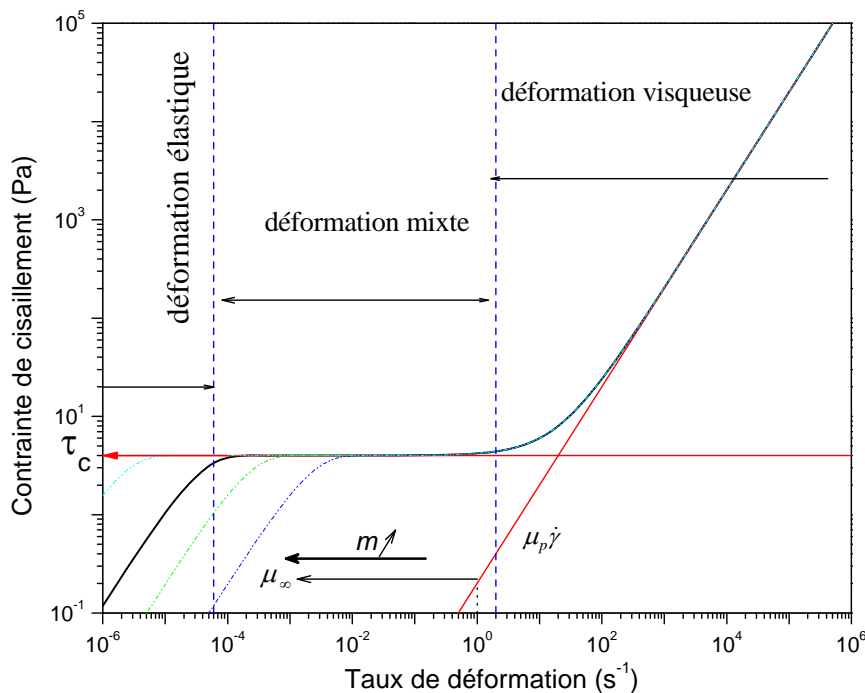


Figure IV.23 : Schématisation du comportement viscoplastique et équation constitutive de Papanastasiou [16]

La représentation graphique de la relation (IV.4) fait ressortir trois types de comportement (figure IV.23) :

- Une zone de déformation élastique pour les faibles valeurs de la contrainte inférieure à la contrainte seuil.

- Une zone de déformation mixte, élastique et visqueuse.
- Une zone de déformation visqueuse newtonienne.

Le modèle de Bingham est un modèle limite pour le modèle de Papanastasiou quand $m \rightarrow \infty$. Pour la limite inférieure $m=0$ on a un comportement newtonien.

" m " est une constante de régularisation qui garantit une viscosité assez grande pour les faibles taux de cisaillement ($\dot{\gamma} \rightarrow 0$) et qui est de l'ordre de $(\eta_p + m\tau_c)$ [18].

La valeur du paramètre " m " dépend de la contrainte seuil et de la configuration géométrique du problème, Savreux [49] recommande une valeur entre 10^4 et 10^5 , Matsoukas et al [24] ont proposé la relation de corrélation suivante :

$$\frac{m\tau_c}{\eta_p} \geq 200 \quad (\text{IV.5})$$

Cette relation a été obtenue à partir des résultats de Smyrnaiois et al [23].

Le modèle de Papanastasiou permet l'explication des zones mortes non cisillées au sein de l'écoulement dans des configurations géométriques spécifiques.

Ce modèle va permettre la simplification des calculs numériques pour déterminer la zone plastique de l'écoulement.

Pour les fluides rhéofluidifiants (Herschel-Bulkley avec $n < 1$) on a la relation suivante :

$$\tau = \left(k\dot{\gamma}^{n-1} + \tau_c \left(\frac{1 - \ell^{-m\dot{\gamma}}}{\dot{\gamma}} \right) \right) \dot{\gamma} \quad (\text{IV.6})$$

Avec cette relation la viscosité tend vers l'infini au voisinage des vitesses de cisaillement nul et vers une viscosité nulle pour les forts taux de cisaillement. A fin d'avoir une viscosité qui traduit la viscosité newtonienne aux taux de cisaillement assez faible Zhu et al [18] ont remplacé le terme $k\dot{\gamma}^{n-1}$ par $\eta_1 \ell^{-t\dot{\gamma}}$:

$$\tau = \left(\eta_1 \ell^{-t\dot{\gamma}} + \tau_c \left(\frac{1 - \ell^{-m\dot{\gamma}}}{\dot{\gamma}} \right) \right) \dot{\gamma} \quad (\text{IV.7})$$

Où t est un temps caractéristique.

Cette relation a résolu le problème lié aux taux de cisaillement assez faible mais pas pour les taux de cisaillement assez élevés.

Souza Mendes et al [17] ont appliqué l'approche de Papanastasiou au modèle de Herschel-Bulkley en utilisant la relation suivante:

$$\tau = \left((\tau_c + k\dot{\gamma}^n) \left(\frac{1 - \ell^{-\eta_0\dot{\gamma}/\tau_c}}{\dot{\gamma}} \right) \right) \dot{\gamma} \quad (\text{IV.8})$$

Où ils ont donné une signification physique au paramètre " m " en le remplaçant par le terme η_0/τ_c .

η_0 : viscosité limite aux faibles taux de cisaillement.

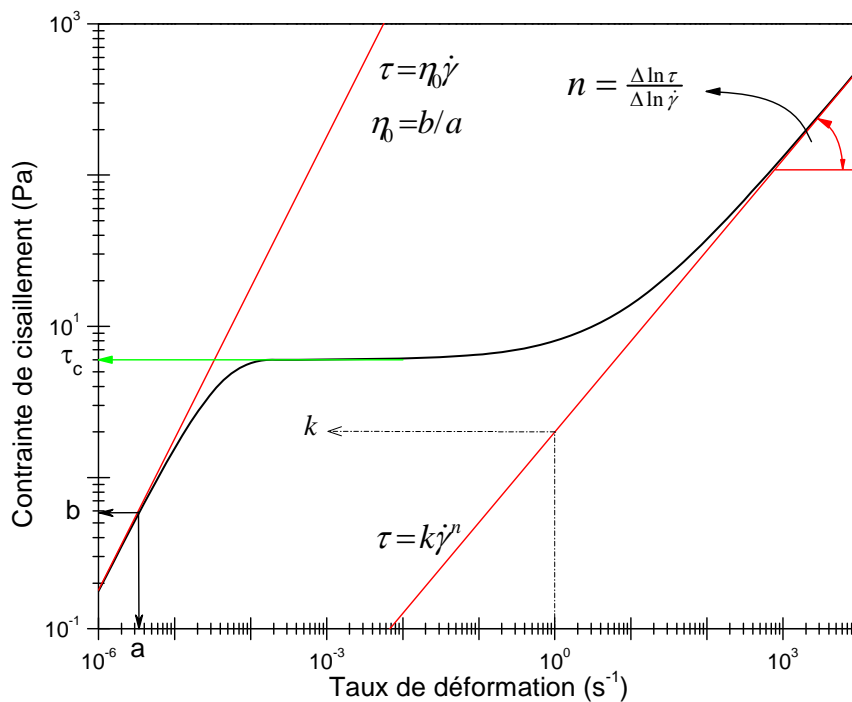


Figure IV.24 : Schématisation du comportement viscoplastique et équation constitutive de Souza Mendes et al [17].

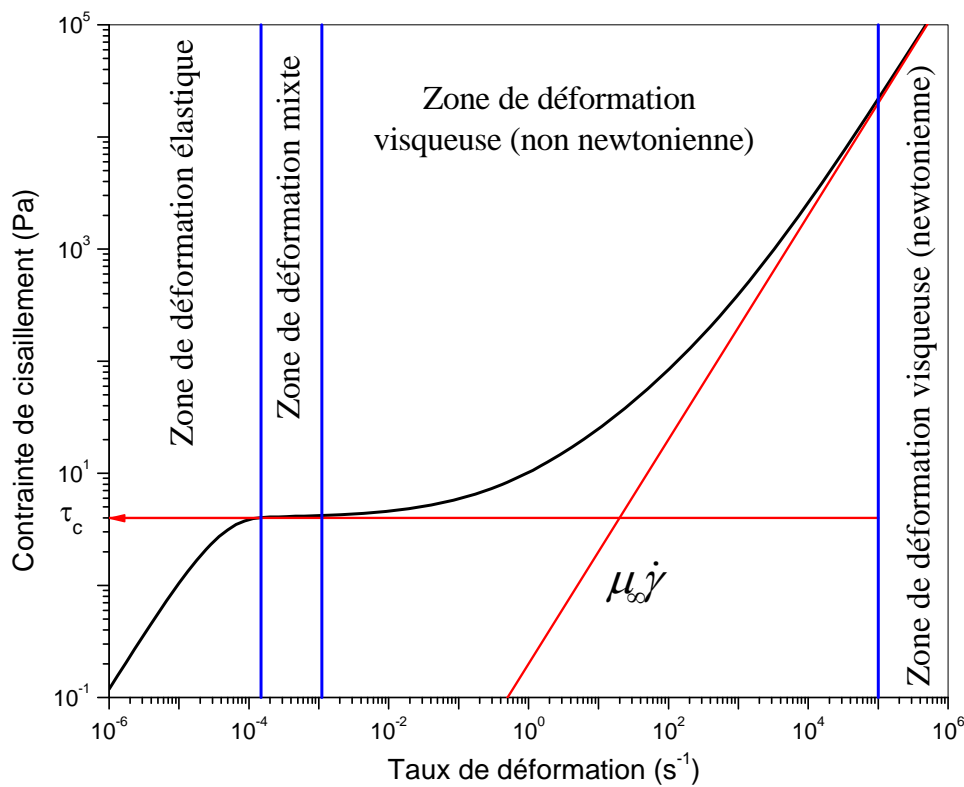
La figure (IV.24) montre l'approche géométrique des paramètres (η_0, k, n, τ_c).

Cette relation donne toujours une viscosité nulle aux taux de cisaillement assez élevés.

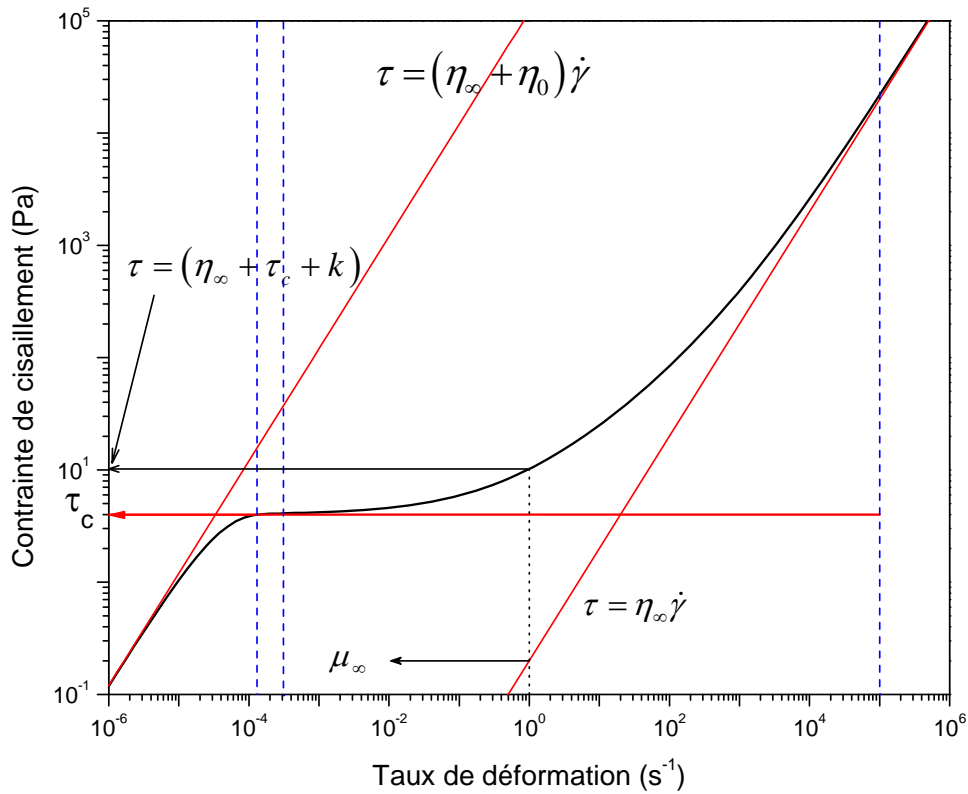
IV.2) Modèle proposé

A partir des considérations précédentes expérimentales et théoriques du comportement viscoplastique et des problèmes de formulation mathématique rencontrés, nous proposons de réécrire le modèle à quatre paramètres de Casson généralisé en utilisant la même analogie que celle de Papanastasiou et Souza Mendes.

$$\tau = \left(\eta_{\infty} + \left(\tau_c + k \dot{\gamma}^n \right) \left(\frac{1 - \ell^{-\eta_0 \dot{\gamma} / \tau_c}}{\dot{\gamma}} \right) \right) \dot{\gamma} \quad (\text{IV.9})$$



(a)



(b)

Figure IV.25 (a, b) : Schématisation du comportement viscoplastique, équation (IV.9).

La figure (IV.25) schématise l’approche graphique des paramètres rhéologique de la substance.

La tangente à la courbe aux forts taux de cisaillement est donnée par $\tau = \eta_{\infty} \dot{\gamma}$.

Par contre la tangente à la courbe aux faibles taux de cisaillement est donnée par $\tau = (\eta_{\infty} + \eta_0) \dot{\gamma}$, connaissant η_{∞} on détermine η_0 .

Pour $\dot{\gamma} = 1$ on a $\tau = \tau_c + k + \eta_{\infty}$, connaissant η_{∞}, η_0 et τ on détermine k.

Partant des valeurs de η_{∞}, η_0, k et τ pour $\dot{\gamma} \neq 1$ on peut accéder à la valeur de " n " par:

$$n = \frac{\ln((\tau - \tau_c - \eta_{\infty} \dot{\gamma}) / k)}{\ln(\dot{\gamma})} \tag{IV. 10}$$

IV.3) Comparaison du modèle proposé avec celui de Papanastasiou et de Souza Mendes

a) Comparaison avec le modèle de Papanastasiou

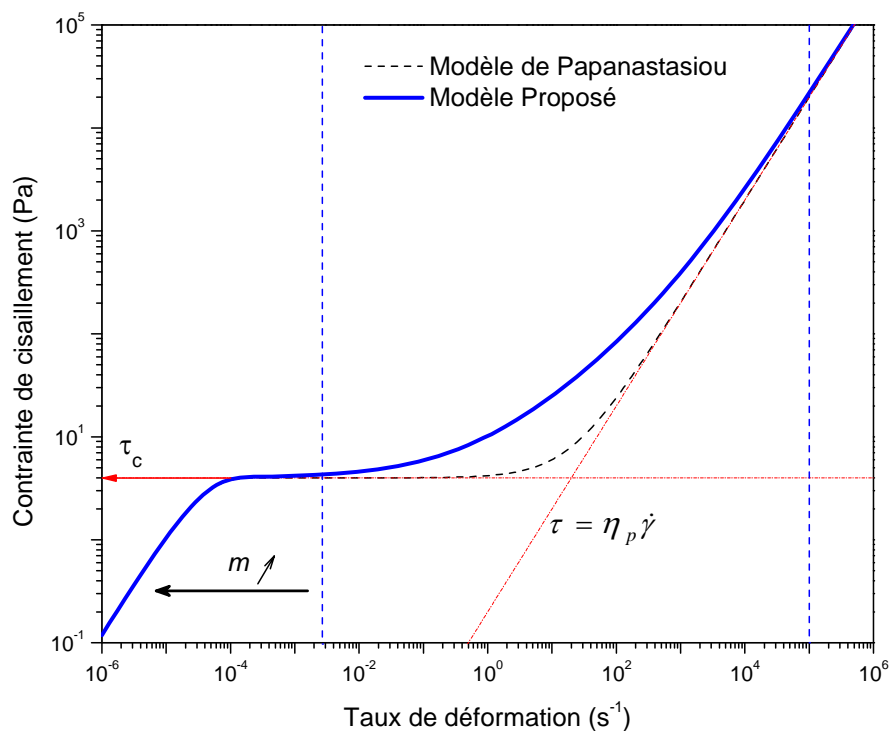


Figure IV.26 : Rhéogramme contrainte-taux de déformation, modèle proposé et modèle de Papanastasiou.

La comparaison des deux modèles montre que la zone mixte obtenue par le modèle de Papanastasiou est partagée en deux zones différentes dans le cas du modèle proposé figure (IV.26).

En effet pour le modèle proposé on a une zone mixte plus réduite que celle de Papanastasiou et la présence d'une zone de déformation visqueuse non newtonienne liée au terme $k\dot{\gamma}^n$.

b) Comparaison avec le modèle de Souza Mendes

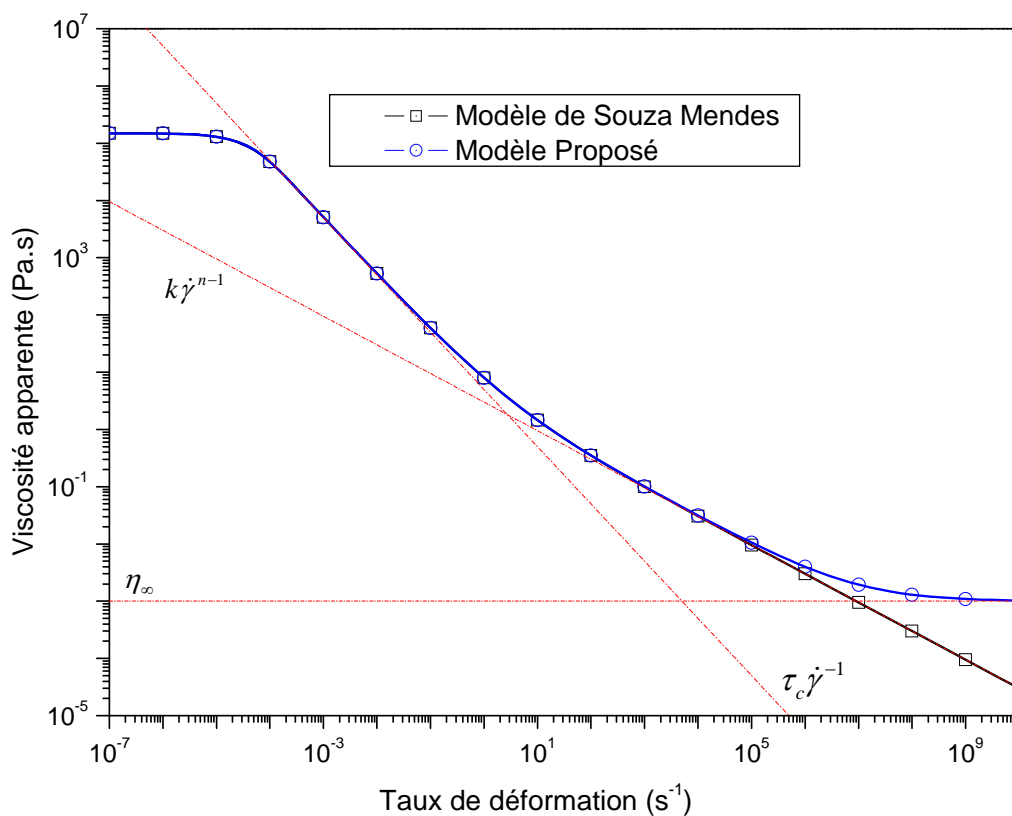


Figure IV.27 : Rhéogramme viscosité-taux de déformation, modèle proposé et modèle de Souza Mendes.

La superposition des deux modèles montre une concordance jusqu'à une limite où le comportement tend vers celui d'un fluide newtonien ; le modèle proposé donne une viscosité limite $\eta = \mu_\infty$ alors que celui de Souza Mendes donne une viscosité qui tend vers zéro.

c) Comparaison avec nos résultats expérimentaux

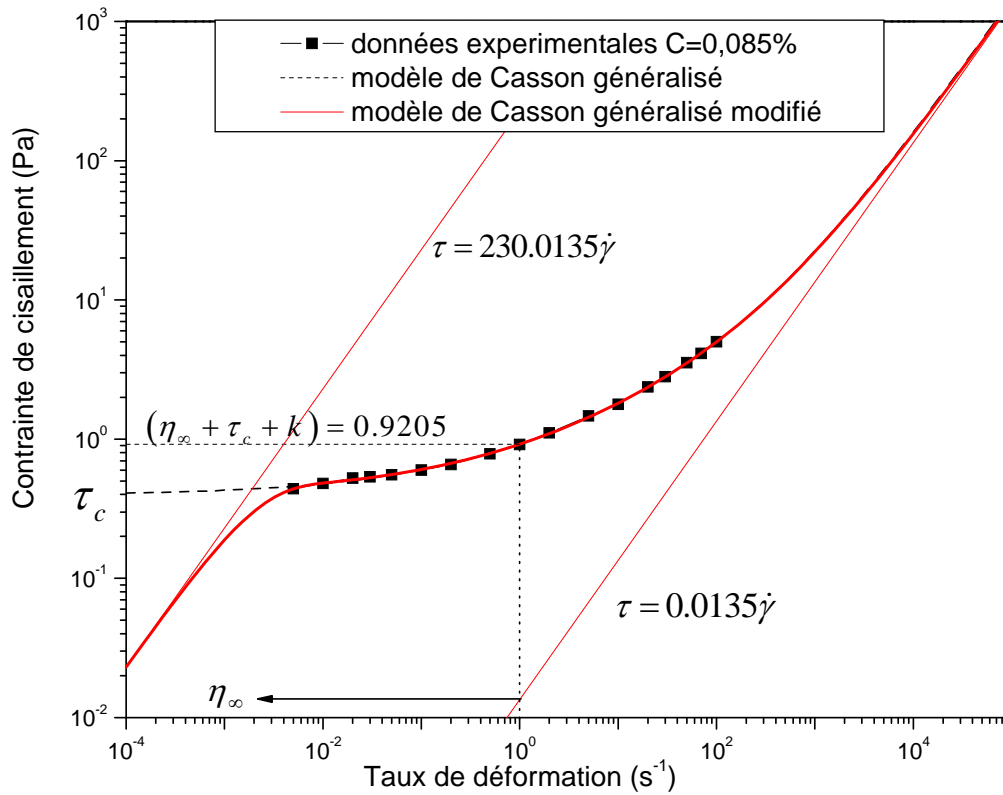


Figure IV.28 : Rhéogramme contrainte-taux de déformation, solution neutralisée de C940 $C=0.085\%$, modèle proposé ($\eta_0 = 230 Pa.s$, $\tau_c = 0.409 Pa$, $n = 0.4$, $k = 0.498 Pa.s^n$, $\eta_\infty = 0.0135 Pa.s$) et modèle de Casson généralisé ($\tau_c = 0.397 Pa$, $n = 0.398$, $k = 0.511 Pa.s^n$, $\eta_\infty = 0.014 s$).

En fonction de nos résultats expérimentaux le choix de " m " est défini en fonction du τ_c expérimental et de l'ajustement avec le 1^{er} point du rhéogramme « contrainte taux de cisaillement ».

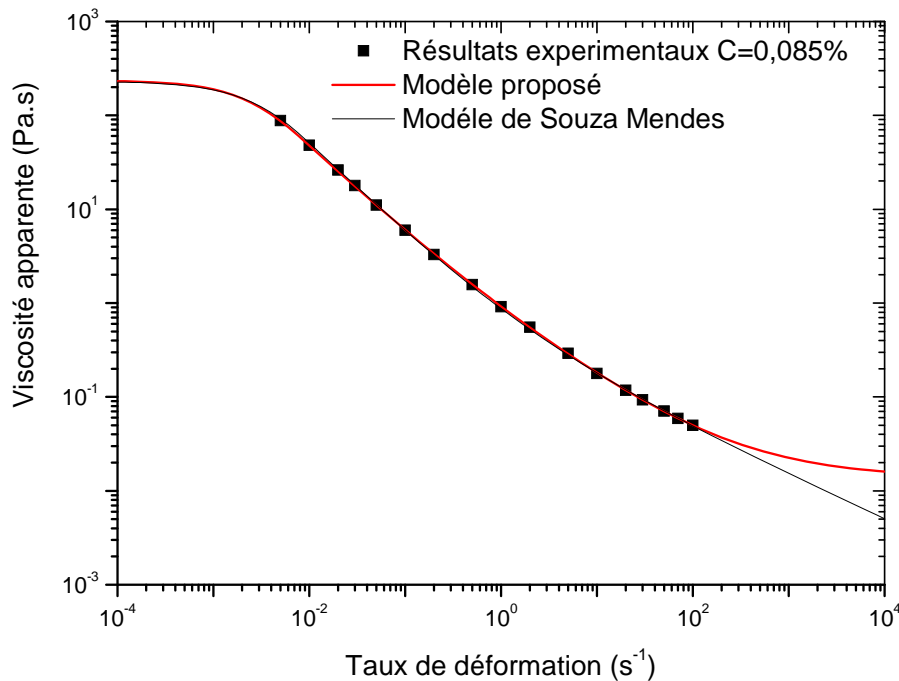


Figure IV.29 : Rhéogramme viscosité-taux de déformation, solution neutralisée de C940 $C=0.085\%$, modèle proposé ($\eta_0 = 230 Pa.s$, $\tau_c = 0.409 Pa$, $n = 0.4$, $k = 0.498 Pa.s^n$, $\eta_\infty = 0.0135 Pa.s$) et modèle de Souza Mendes ($\eta_0 = 230 Pa.s$, $\tau_c = 0.4779 Pa$, $n = 0.4779$, $k = 0.3969 Pa.s^n$).

L'ajustement des résultats expérimentaux par le modèle de Souza Mendes et le modèle proposé amène les mêmes remarques que précédemment et notamment lorsque le comportement tend vers celui des fluides newtoniens.

Conclusion

Cette approche empirique et phénoménologique nous a permis d'expliciter la zone élastique puis la zone intermédiaire caractérisée par le début du changement structurale de la matière ainsi que la présence d'une zone de comportement visqueuse non newtonienne par rapport à Papanastasiou et d'une zone newtonienne par rapport à celui de Souza Mendes.

Ce modèle va nous permettre d'éviter les complications mathématiques éventuelles lié au traitement de la contrainte seuil.

Chapitre 5 :

Etude de l'écoulement dans une conduite cylindrique

Trois solutions différentes ont été étudiées à l'aide du banc hydrodynamique réalisé : l'eau, le polyacrylamide et le Carbopol 940 avec une concentration de 0.02%. Les mesures ont été effectuées en régime stationnaire et à température constante.

I) Caractérisation des solutions étudiées

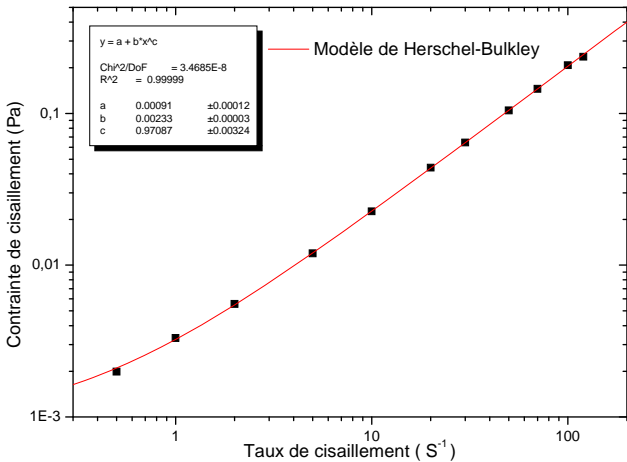
I.1) Fluide newtonien

Le fluide newtonien utilisé est de l'eau distillée, dont les propriétés et les caractéristiques physiques sont connues.

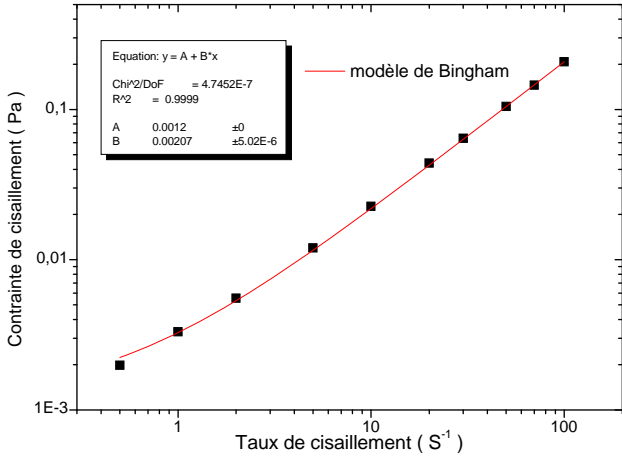
Nous avons par ailleurs utilisé une solution aqueuse de polyacrylamide qui a perdu ses propriétés non newtoniennes suite à sa dégradation en fonction du temps et de sa manipulation ($\eta = 0.0052 \text{ Pa.s}$).

I.2) Fluide non newtonien

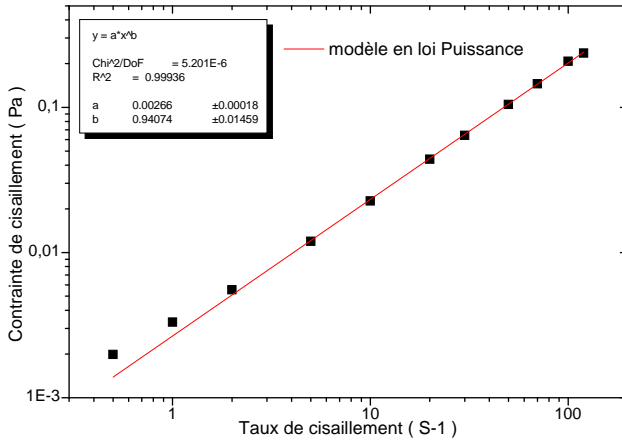
Le fluide de travail est une solution aqueuse obtenue par dissolution du polymère Carbopol 940 avec une concentration de 0.02%.



(a)



(b)



(c)

Figure V.1 : Rhéogramme de la solution de Carbopol 940, concentration de 0.02%.

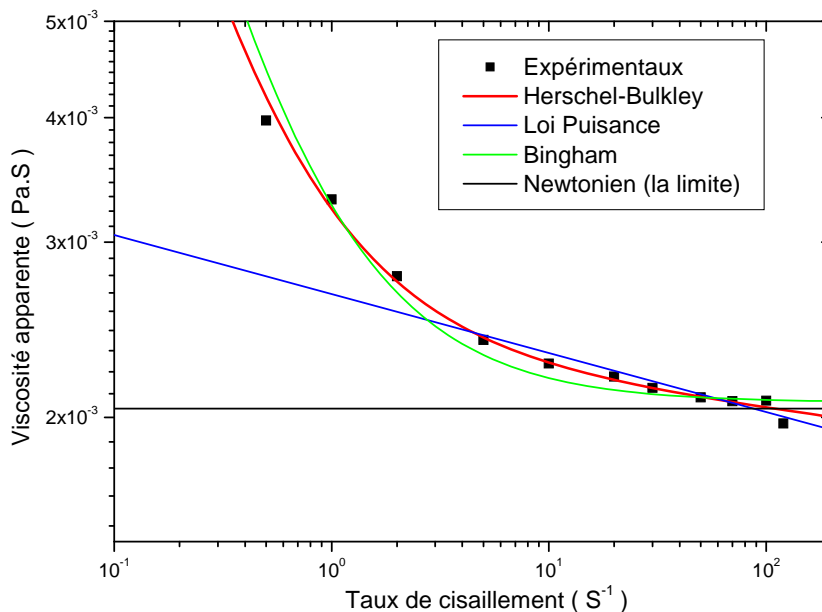
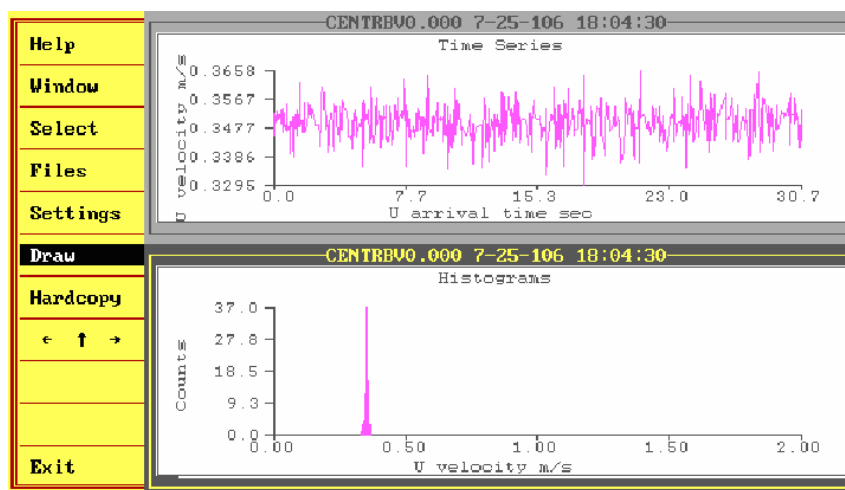


Figure V.2 : Viscosité apparente de la solution Carbopol 940, concentration de 0.02%.

II) Protocole expérimental

Dans le cadre de cette étude nous avons relevé tous les paramètres intéressants à savoir, la vitesse moyenne, le RMS, taux de fluctuation (figure V.3.) et les pertes de charge.



Draw the graph on current viewport.

Figure V.3 : Fenêtre de traitement des données sur PC (Burstware 2.02).

L'interpolation de la courbe d'évolution de la contrainte pariétale en fonction du taux de cisaillement à la paroi nous donne la viscosité apparente η_c , qui sert à la détermination du nombre de Reynolds généralisé Re' , figures (V.4, V.5, V.6).

$$\eta_c = \frac{\tau_p}{\frac{8U_m}{D}} = k' \left(\frac{8U_m}{D} \right)^{n'-1}$$

$$Re' = \frac{\rho U_m D}{\eta_c}$$

Nous remarquons une différence entre la valeur de la viscosité déduite par le viscosimètre de Couette et celle déterminée par l'étude de l'écoulement de Poiseuille pour ces fluides tests (figure V.6).

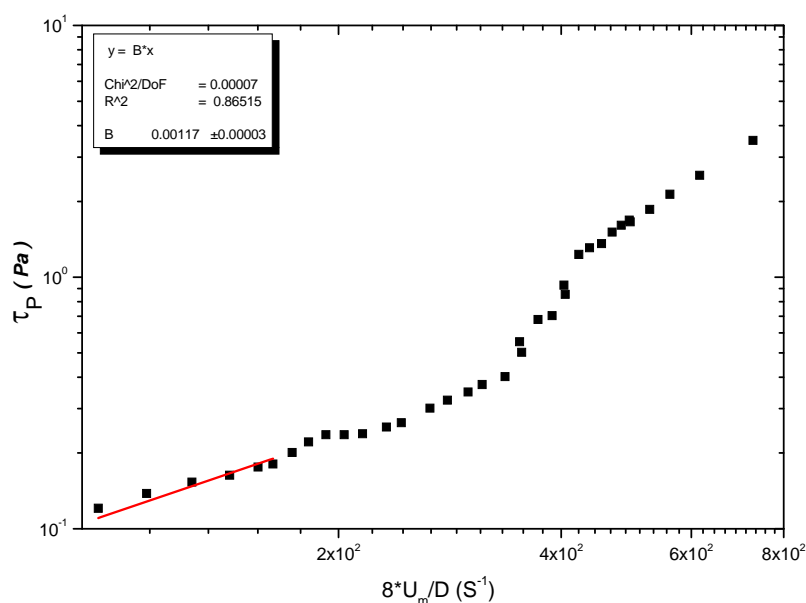


Figure V.4 : Evolution de la contrainte pariétale en fonction du taux de cisaillement à la paroi pour l'eau.

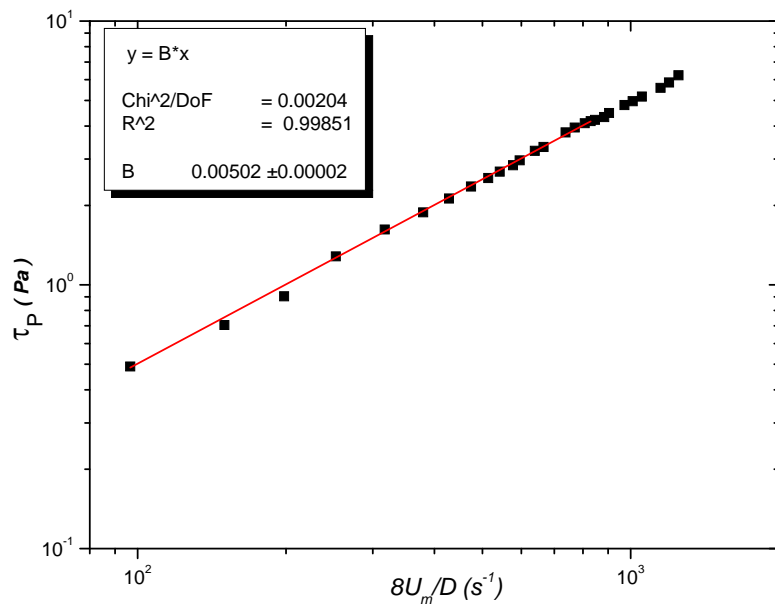


Figure V.5 : Evolution de la contrainte pariétale en fonction du taux de cisaillement à la paroi pour la Polyacrylamide.

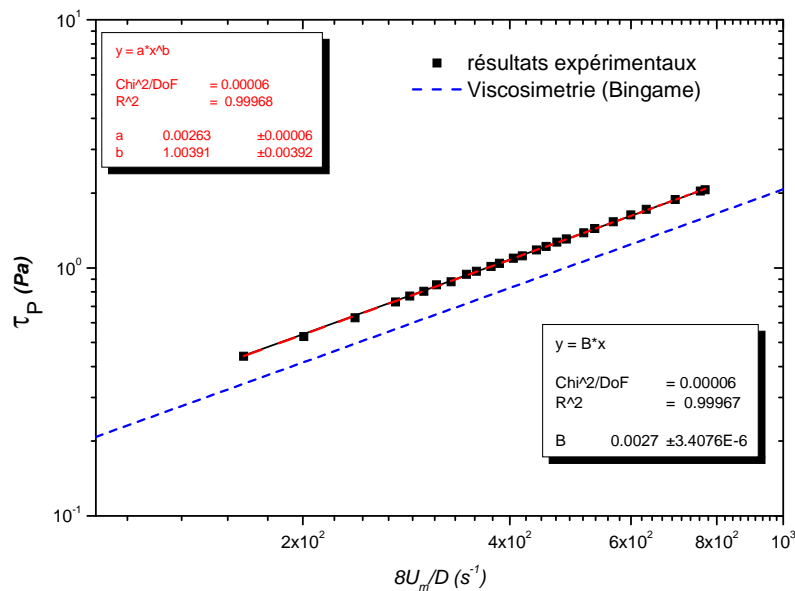


Figure V.6 : Evolution de la contrainte pariétale en fonction du taux de cisaillement à la paroi pour la solution de Carbopol 940, concentration de 0.02%.

III) Résultats

L'utilisation du facteur de perte de charge comme paramètre de transition aide à discuter les résultats obtenus, en particulier par rapport à ceux réalisés avec la solution test "l'eau".

$$\frac{f}{2} = \frac{\tau_p}{\rho U_m^2} = \frac{D}{4\rho U_m^2} \frac{\Delta P}{L}$$

Pour un fluide newtonien : $\frac{f}{2} = \frac{8}{\text{Re}}$

En utilisant l'analogie de Metzner et Reed (figure V.7), nous remarquons les trois régimes d'écoulement laminaire, transitoire et turbulent. Mais la limite du régime laminaire est pour un nombre de Reynolds d'une valeur de 3626. Metzner et Reed donnent une valeur du nombre de Reynolds de 2100. Cette différence est due au fait que la valeur donnée par Metzner et Reed semble être la valeur critique minimale pour la transition [20].

La figure (V.8) donne l'évolution de la vitesse réduite (définie par le rapport de la vitesse maximale à la vitesse moyenne) au centre de la conduite en fonction du nombre de Reynolds.

Les trois régimes d'écoulement sont ainsi mis en évidence :

Le premier régime, caractérisé par une valeur moyenne de la vitesse réduite pratiquement constante et égale à 1.86 jusqu'à une valeur du nombre de Reynolds égale à 2000 (caractéristique de l'écoulement laminaire : théoriquement la vitesse réduite vaut $\delta = 2$).

Le deuxième régime, à partir d'une valeur du nombre de Reynolds égale à 2000, la vitesse réduite chute rapidement jusqu'à une valeur de 1.275, qui correspond au nombre de Reynolds de 4410 : c'est le régime transitoire (pour un régime turbulent δ est de l'ordre de 1.25).

Le troisième régime débute à une valeur de 4410 du nombre de Reynolds, la vitesse réduite augmente alors avec un profil linéaire caractérisé par une faible pente (log-log).

À partir des figures (V.9) et (V.10) nous avons ainsi constaté que :

Pour Re inférieure à 2000 : le taux de fluctuation décroît, le RMS est pratiquement constant en fonction du Re.

Re entre 2000 et 3626 : le taux de fluctuation est constant, le RMS augmente en fonction de Re.

Au voisinage de la valeur d'un nombre de Reynolds de 3760, nous notons la naissance d'une perturbation où apparaissent des extremums pour le taux de turbulence et pour le RMS. Nous constatons une lecture erronée de la vitesse moyenne. L'écoulement est localement instationnaire, figure (V.11).

IV) Discussion et conclusion

L'écoulement de ces solutions à faibles concentrations présente un comportement newtonien aux grands taux de cisaillement pariétal. La viscosité apparente déduite de l'expérimentation hydrodynamique est largement plus importante que celle déterminée par la caractérisation du fluide à l'aide du viscosimètre de Couette. Du fait de la difficulté de la détermination de la viscosité, qui ne peut être déduite directement de l'expérience, nous sommes obligés d'utiliser un formalisme mathématique et une série d'approximations, parfois grossières, qui dépendent de la géométrie de mesure ou d'écoulement. Nous retrouvons ici l'une des difficultés de déterminer les viscosités apparentes du tissu sanguin réalisée in vitro.

La représentation des résultats de l'écoulement de Poiseuille montre un étalement du régime transitoire, et donne une nouvelle gamme caractérisée par :

- Un profil du facteur de perte de charge linéaire équivalent à celui du régime newtonien.
- Une vitesse réduite variable en fonction du nombre de Reynolds et ceci d'une manière décroissante et non linéaire.
- Un taux de fluctuations constant, une croissance rapide du RMS. Nous noterons une situation inverse en régime laminaire.

Cette gamme prend fin par une onde d'instabilité qui annonce le régime transitoire classique par une valeur de vitesse réduite minimale, un taux de fluctuations et un RMS maximums.

La gamme décrite précédemment apparaît sur la figure (V.7), qui donne l'évolution de facteur de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds, comme partie incorporée dans la droite spécifique au régime laminaire.

A partir de là, on peut conclure que dans des cas particuliers, les méthodes de mesure globale sont insuffisantes et limitées. Nous sommes amenés à utiliser des méthodes locales.

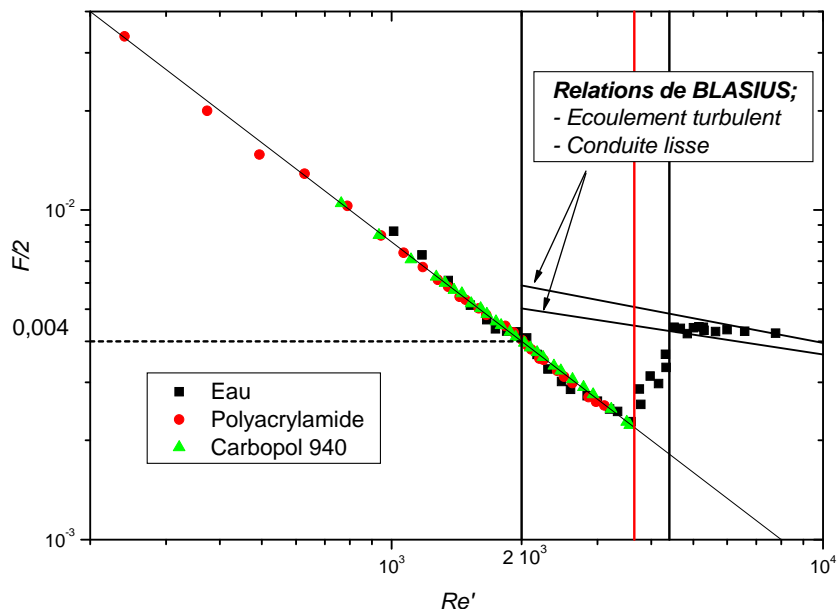


Figure V.7 : Evolutions du facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds généralisé pour les trois fluides.

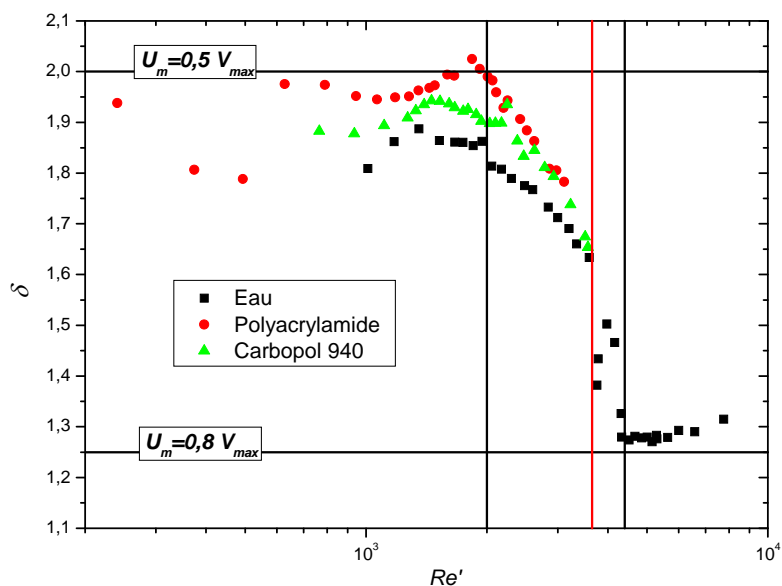


Figure V.8 : Evolutions de la vitesse maximale adimensionnelle au centre de la conduite en fonction du nombre de Reynolds généralisé pour les trois fluides.

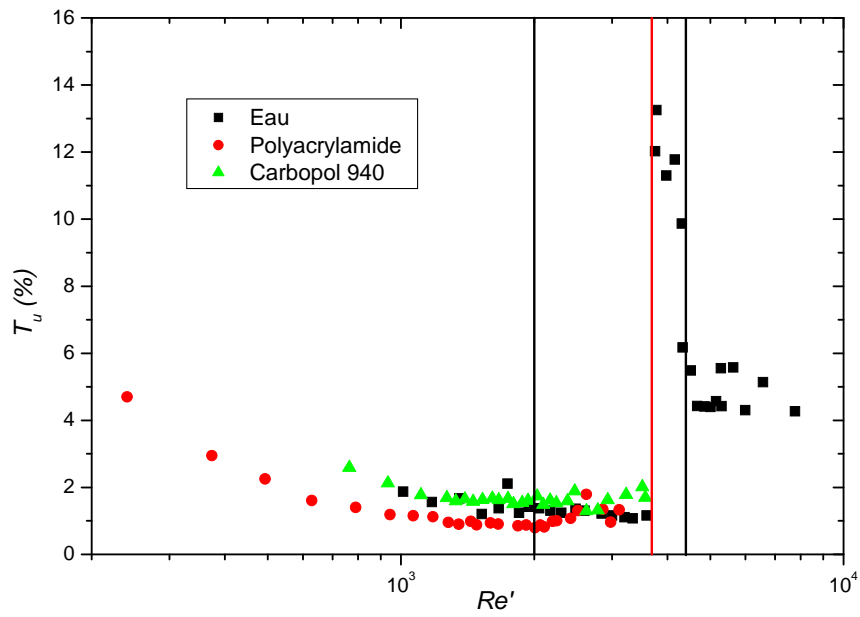


Figure V.9 : Evolutions du taux de fluctuations ou de turbulence au centre de la conduite en fonction du nombre de Reynolds généralisé pour les trois fluides.

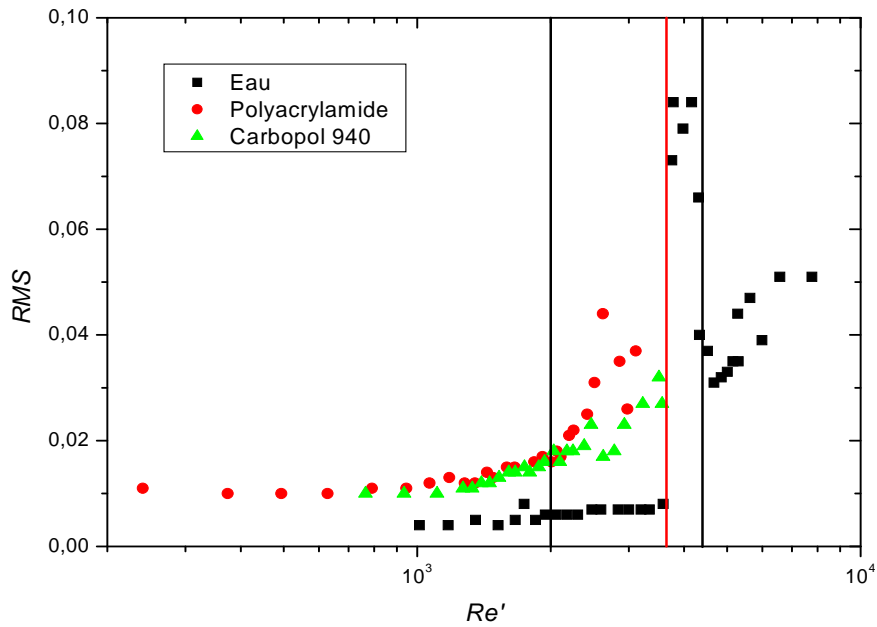


Figure V.10 : Evolutions du RMS au centre de la conduite en fonction du nombre de Reynolds généralisé pour les trois fluides.

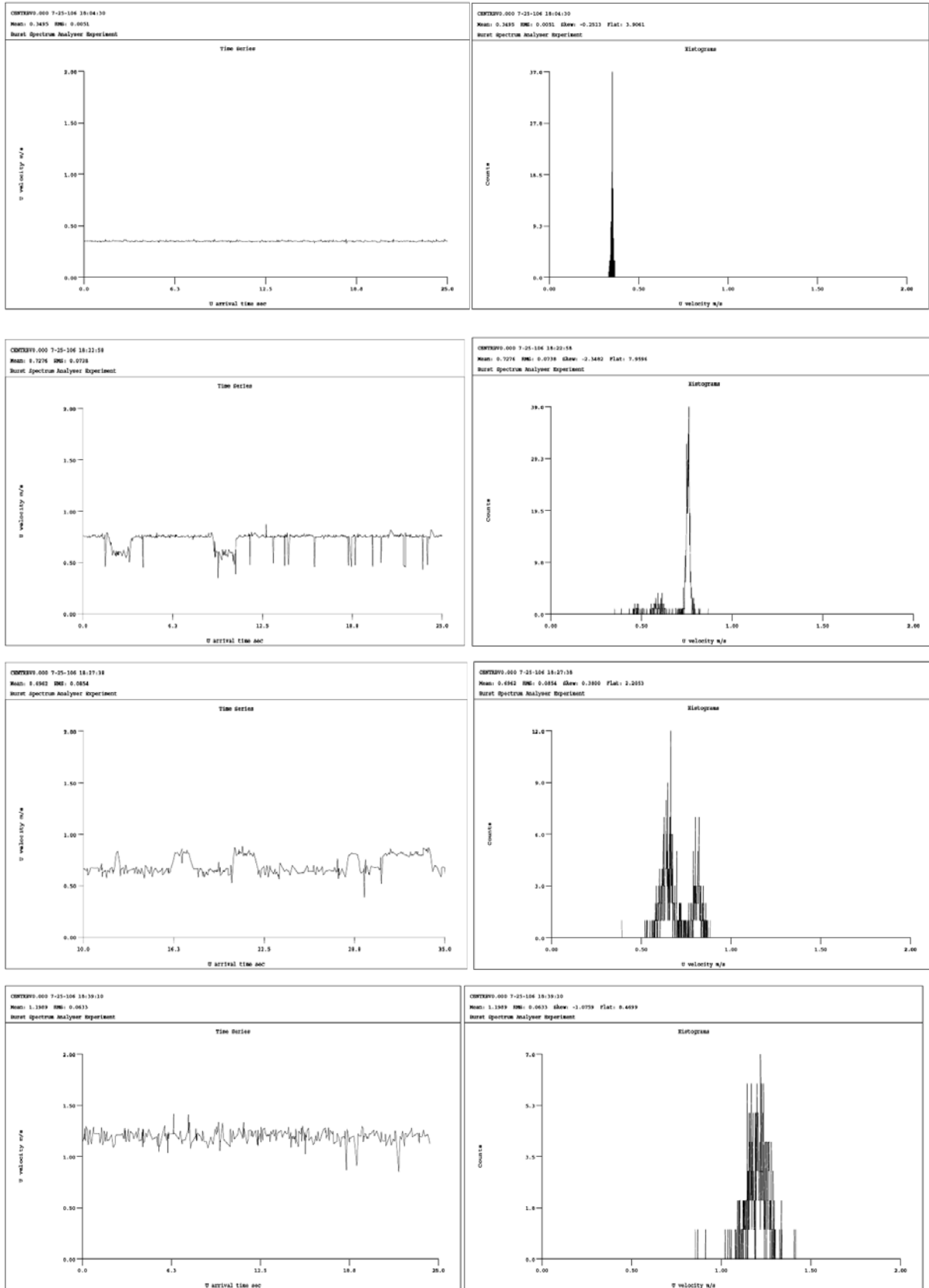


Figure V.11 : La trace de la vitesse en temps réel et l’histogramme au centre de la conduite pour $Re=1621, 3752, 3773$ et 7645 .

Conclusion générale

La présente étude est composée essentiellement d'une approche expérimentale et d'une approche théorique.

Ainsi, dans une approche expérimentale et au-delà de la caractérisation d'un fluide complexe à base de Carbopol 940, la mise en œuvre et la réalisation d'un banc hydrodynamique au sein de notre laboratoire a permis de mieux appréhender les fluides étudiés du point de vue de leurs écoulements.

De fait, une caractérisation du Carbopol 940 à différentes concentrations et à différents pH associée à l'étude de l'écoulement de fluides newtoniens et d'une solution neutralisée de Carbopol 940 à concentration 0.02% ont permis de mettre en évidence un comportement newtonien pour les taux de cisaillement assez élevés avec des concentrations $C \leq 0.02\%$ pour les solutions neutralisées et une concentration $C \leq 0.05\%$ pour les solutions non neutralisées.

De plus, le comportement rhéologique des solutions aqueuses du Carbopol 940 en fonction de la concentration en masse et du pH, se révèle rhéofluidifiant avec l'existence de trois comportements possibles : newtonien, pseudoplastique, et viscoplastique.

Par ailleurs, la représentation des résultats de l'écoulement de Poiseuille révèle un étalement du régime transitoire, et présente une nouvelle gamme caractérisée par :

- Un profil du facteur de perte de charge linéaire équivalent à celui du régime Newtonien.
- Une vitesse réduite variable en fonction du nombre de Reynolds, et ceci de manière décroissante et hautement non linéaire.

Cependant, les mesures réalisées avec des solutions plus concentrées et avec un comportement plus complexe nous orientent à envisager, dans l'optique d'autres perspectives, l'utilisation d'autres types de veines de mesure dans d'autres configurations, ainsi que l'étude d'écoulements instationnaires.

Il est à ajouter que la comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus par viscosimétrie ou par écoulement de Poiseuille dans une veine supposée axisymétrique met en évidence les différences révélées entre le comportement du fluide dans le cas du viscosimètre (cylindres coaxiaux) et l'écoulement de Poiseuille : ce résultat exprime en partie la difficulté récurrente d'explicitier les variations constatées entre les viscosités apparentes du tissu sanguin obtenues *in vitro* et celles mesurées *in vivo*.

C'est à ce titre que l'approche théorique entreprise peut aider à traduire plus sensiblement le comportement du fluide complexe étudié.

Aussi, et après une revue des modèles les plus largement utilisés, a été développé un modèle sur la base du modèle de Casson généralisé. Celui-ci appliqué à la caractérisation du fluide à base de Carbopol 940, apparaît capable d'exprimer également les autres modèles rhéologiques tenant compte des cas particuliers les identifiant.

Dans le cadre de notre étude, l'ajustement du modèle proposé donne une bonne concordance avec les résultats expérimentaux.

Ce modèle semble donc nous permettre d'éviter les complications mathématiques éventuelles liées au traitement de la contrainte seuil et d'explicitier éventuellement le comportement élastique du matériau.

En conclusion, et dans le cadre d'études numériques, intégrant les aspects tant non newtoniens qu'instationnaires, ce modèle apparaît donc un outil efficace permettant de mieux explicitier le comportement de fluides aussi complexes que le fluide sanguin.

Bibliographie

1. S. Benhadid : *Rhéologie des écoulements sanguins : Modélisation, Approches numérique et expérimentale*, Docteur d'état és sciences (1987) : Institut National Polytechnique de Lorraine.
2. W. Canet, M.D. Alvarez, C. Fernandez, P. Luna : *Comparisons of methods for measuring yield stresses in potato puree : effect of temperature and freezing*, Journal of Food Engineering., (2005) Vol 68: p 143–153.
3. J. Labanda, P. Marco, J. Liorens : *Rheological model to predict the thixotropic behaviour of colloidal dispersions*, Colloids and Surfaces A. Physicochem. Eng., (2004) Vol 249: p 123-126.
4. M.J. Fresno Contreras, A. Ramirez Dieguez, M.M. Jimenez Soriano: *Rheological characterization of hydroalcoholic gels - 15% ethanol - of Carbopol^R UltrezTM 10**, IL Farmaco, (2001) Vol 56: p 435-441.
5. M.J. Fresno Contreras, A. Ramirez Dieguez, M.M. Jimenez Soriano: *Viscosity and temperature relationship in ethanol/water mixtures gelified with Carbopol[®] UltrezTM 10**, II Farmaco, (2001) Vol 56: p 443-445.
6. Groupe Français de Rhéologie : *Dictionnaire de rhéologie*. (1988), Toulouse.
7. P. Mishra, G. Tripathi : *Transition from laminar to turbulent flow of purely viscous non-Newtonian fluids in tubes*, Chemical Engineering Science, (1971) Vol 26: p 915-921.
8. H. A. Barnes: *The yield stress—a review or 'παντα ρει'—everything flows*, J. Non-Newtonian Fluid Mech., (1999) Vol 81: p 133-178.
9. M. Mahfoud : *Etude expérimentale de l'écoulement d'un fluide viscoélastique dans une conduite présentant une singularité*, Doctorat d'état (2005):Faculté de Physique, USTHB, Alger.
10. B.M. Johnstona, P.R. Johnstona, S. Corney, D. Kilpatrickb : *Non-Newtonian blood flow in human right coronary arteries: steady state simulations*, J. of Biomechanics, (2004) Vol 37: p 709-720.
11. L. Achab : *Etude d'un fluide complexe en écoulement sténose*, Magister (2002):faculté de Physique, USTHB, Alger.
12. M. Aksouh: *Simulation numérique des écoulements instationnaires pour des fluides non-newtoniens à travers des configurations complexes : Applications aux écoulements sanguins*, Magister (2004):faculté de physique, USTHB, Alger.
13. V.V. Shelukhin, V.A. Kazhikhov : *Bingham Viscoplastic as a Limit of Non-Newtonian Fluids*, Journal of Mathematical Fluid Mechanics, (2002) Vol 4: p 109-127.
14. G. Duvaut, J. L. Lions : *Les inéquations en mécanique et en physique*, ed. Dunod. (1972), Paris. p 276-323.
15. Y.A. Bukhman, V.I. Lipatov, A.I. Litvinov, B.I. Mitelman, Z.P. Shulman: *Rheodynamics of nonlinear viscoplastic media*, J. Non-Newtonian Fluid Mech., (1982) Vol 10: p 215-233.
16. T. C. Papanastasiou, A. G. Boudouvis: *Flows of viscoplastic materials: Models and Computation*, Computers & Structures, (1997) Vol 64(No 1-4): p 677-694.
17. Paulo. R. Souza Mendes, E.S.S. Dutra: *A Viscosity Function for Viscoplastic Liquids*, Annual Transactions Of The Nordic Rheology Society, (2004) Vol 12.

18. H. Zhu, Y.D. Kim, D. De Kee: *Non-Newtonian fluids with a yield stress*, J. Non-Newtonian Fluid Mech., (2005) Vol 129: p 177-181.
19. J.M. Piau: *Fluides non-newtoniens*, Techniques de l'Ingénieur, traité Sciences fondamentales, Vol A 710.
20. N. Midoux : *Mécanique et Rhéologie des fluides en génie chimique*, edition Tec&Doc-Lavoisier, ed. 3^{ème}. (1993). p 159-315.
21. H. A. Barnes, D. Bell: *Controlled-stress rotational rheometry : An historical review*, Korea-Australia Rheology Journal, (2003) Vol 15(4): p 187-196.
22. N. Roussel, Christophe Lanos, Zahia Toutou: *Identification of Bingham fluid flow parameters using a simple squeeze test*, J. Non-Newtonian Fluid Mech., (2006) Vol 135: p 1-7.
23. D.N. Smyrniotis, J.A. Tsamopoulos: *Squeeze flow of Bingham plastics*, J. Non-Newtonian Fluid Mech., (2001) Vol 100: p 165-190.
24. A. Matsoukas, E. Mitsoulis: *Geometry effects in squeeze flow of Bingham plastics*, J. Non-Newtonian Fluid Mech., (2003) Vol 109: p 231-240.
25. S. Jarny, P. Coussot: *Caractérisation des écoulements de pâte dans une géométrie Couette*, Rhéologie, (2002) Vol 02: p 52-63.
26. M. Reiner : *Rhéologie théorique*, ed. DUNOD. (1955), Paris.
27. M. Keentok, J.F. Milthorpe, E. Odonovan: *On the shearing zone around rotating vanes plastic liquids: theory and experiment*, J. Non-Newtonian Fluid Mech., (1985) Vol 17: p 23-35.
28. A. Lindner: *L'instabilité de Saffman-Taylor dans les fluides complexes : relation entre les propriétés rhéologiques et la formation de motifs*, Doctorat (2000)Université Paris VI, Paris.
29. A. Hadj-Sadok: *Comportement rhéologique des fluides complexes*, Magister (1993):Faculté de Physique, USTHB, Alger.
30. S. Jarny, P. Monnet, L. David : *Rhéométrie locale par vélocimétrie laser*, Congrès Francophone de Techniques Laser, (2006), Toulouse.
31. J. Peixinho, C. Nouar, C. Desaubrya, B. Théronb: *Laminar transitional and turbulent flow of yield stress fluid in a pipe*, J. Non-Newtonian Fluid Mech., (2005) Vol 128: p 172-184.
32. A. Berkoune: *Problèmes de mécanique des fluides, Dynamique des fluide incompressibles*, edition CHIHAB. (1995), Alger.
33. M. Soares, Mônica F. Naccache, Paulo R. Souza Mendes: *Heat transfer to viscoplastic materials flowing laminarly in the entrance region of tubes*, International Journal of Heat and Fluid Flow, (1999) Vol 20: p 60-67.
34. M. Mahfoud, S. Benhadid, M. Lebouché : *Frottements et pertes de pression des fluides non newtoniens dans des conduites non circulaires*, C. R. Mécanique, (2005) Vol 333: p 513-520.
35. M. Mahfoud, S. Benhadid, M. Lebouché : *Frottements et pertes de charge des fluides viscoélastiques dans des conduites rectangulaires*, Int. Comm. Heat Mass Transfer, (2006) Vol 33: p 580-590.
36. C. Nouar, I.A. Frigaard : *Nonlinear stability of Poiseuille flow of a Bingham fluid: theoretical results and comparison with phenomenological criteria*, J. Non-Newtonian Fluid Mech., (2001) Vol 100: p 127-149.
37. M.R. Malin: *The turbulent flow of Bingham plastic fluids in smooth circular tubes*, Int. Comm. Heat Mass Transfer, (1997) Vol 24(6): p 793-804.
38. M.R. Malin: *Turbulent pipe flow of Herschel-Bulkley fluids*, Int. Comm. Heat Mass Transfer, (1998) Vol 25: p 321-330.

39. T. Benabid: *Techniques expérimentales, Cours de Magister EMF (2003-2004)*:Faculté de Physique, USTHB, Alger.
40. M. Amoura, N. Zeraïbi, M. Gareche : *Modélisation expérimentale et théorique d'une substance complexe, 16ème Congrès Français de Mécanique (2003)*, Nice.
41. M. Amoura: *Écoulement d'un fluide Non-Newtonien dans des configurations complexes*, Magister (1997):faculté de physique, USTHB, Alger.
42. R.P. Chhabra, J.F. Richardson: *Non-Newtonian Flow in the Process Industries Fundamentals and Engineering Applications*, ed. Butterworth-Heinemann. (1999).
43. NoVeon: *Carbopol® Polymeric Rheology Modifiers*, Polymers for personal care, (2001).
44. K. Sahnoun: *Caractérisation thermorhéologique d'un gel pharmaceutique*, Magister (2004):faculté de physique, USTHB, Alger.
45. M. Khelfallah, M. Mahfoud, S. Benhadid : *Caractérisation rhéologique d'un liquide viscoplastique, au 3^{ème} Symposium international des hydrocarbures et de la chimie*, (2006), Ghardaïa.
46. M.P. Escudier, I.W. Gouldson, A.S. Pereira, F.T. Pinho, R.J. Poole: *On the reproducibility of the rheology of shear-thinning liquids*, J. Non-Newtonian Fluid Mech., (2001) Vol 97: p 99-124.
47. K. Vajravelua, S. Sreenadhb, V. Ramesh Babub: *Peristaltic transport of a Herschel–Bulkley fluid in an inclined tube*, International Journal of Non-Linear Mechanics, (2005) Vol 40: p 83-90.
48. NoVeon: *Neutralizing Carbopol® and Pemulen® Polymers in Aqueous and Hydroalcoholic Systems*, Polymers for personal care, (1998) Vol TDS 237.
49. F. Savreux, P. Jay, A. Magnin: *Viscoplastic fluid mixing in a rotating tank*, Chemical Engineering Science, (2007): p 1-44.