

**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE U.S.T.H.B./ ALGER
FACULTÉ DE PHYSIQUE**



MEMOIRE
Présenté pour l'obtention du Diplôme de :

MAGISTER
en Physique

Spécialité : Energétique et Mécanique des Fluides

Par
M^{elle} CHALLAL NADIA

Sujet

**Etude d'un jet turbulent sur une
plaque plane horizontale**

Soutenu publiquement le **23/06/2005** devant le jury composé de :

M^r M. Bouhade	Professeur (U.S.T.H.B)	président
M^r A. Salem	Professeur (U.S.T.H.B)	Directeur de Thèse
M^r J. Legrand	Professeur (U. Nantes)	examineur
M^{me} A. Bensmaili	Professeur (U.S.T.H.B)	examineur
M^r S. Benayad	Dr. Es Sciences (IAP)	examineur
M^{elle} N. Nait Bouda	Maître Assistant (U.S.T.H.B)	examineur

**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE U.S.T.H.B./ ALGER
FACULTÉ DE PHYSIQUE**



MEMOIRE
Présenté pour l'obtention du Diplôme de :

MAGISTER
en Physique

Spécialité : Energétique et Mécanique des Fluides

Par
M^{elle} CHALLAL NADIA

Sujet

**Etude d'un jet turbulent sur une
plaque plane horizontale**

Soutenu publiquement le **23/06/2005** devant le jury composé de :

M^r M. Bouhade	Professeur (U.S.T.H.B)	président
M^r A. Salem	Professeur (U.S.T.H.B)	Directeur de Thèse
M^r J. Legrand	Professeur (U. Nantes)	examineur
M^{me} A. Bensmaili	Professeur (U.S.T.H.B)	examineur
M^r S. Benayad	Dr. Es Sciences (IAP)	examineur
M^{elle} N. Nait Bouda	Maître Assistant (U.S.T.H.B)	examineur

À tous ceux qui m'aiment

Remerciements

Ce travail a été effectué au sein du laboratoire de Mécanique des Fluides Théorique et Appliquée (M.F.T.A.) de l'U.S.T.H.B. (Faculté des Sciences Physiques) sous la direction du Professeur Abdelaziz SALEM.

Je tiens à remercier sincèrement Monsieur Abdelaziz SALEM, Professeur à l'U.S.T.H.B. d'Alger, qui m'a proposé et confié ce travail. Je le remercie de m'avoir dirigée tout en m'accordant une grande confiance dans mes recherches et m'avoir fait profiter de ses grandes compétences.

Je remercie vivement Mademoiselle Nora NAIT BOUDA, Maître Assistant à l'U.S.T.H.B. d'Alger, pour sa grande disponibilité lors de ce travail et pour l'aide précieuse qu'elle m'a apportée, tant sur l'aspect expérimental et rédaction de ce mémoire. Sans son soutien et son encouragement, cette thèse n'aurait jamais vu le jour.

Je suis profondément reconnaissante envers Monsieur le Professeur Jack LEGRAND pour m'avoir accueillie dans son laboratoire (IUT de Saint-Nazaire), afin de m'exercer sur la méthode polarographique. Je le remercie sincèrement de prendre part au jury et ce en dépit de ses nombreuses responsabilités et occupations.

J'adresse mes respectueux remerciements à Monsieur le Professeur Mustapha BOUHADEF, pour avoir voulu me faire l'honneur de présider la commission d'examen de cette thèse.

Que Mme A. BENMAILI, Professeur à l'U.S.T.H.B, et Mr S. BENAYAD, Dr Es Science IAP, veuillent trouver l'expression de mes sincères remerciements pour avoir accepté de participer au jury.

Enfin, je ne saurais assez exprimer ma profonde sympathie à tous ceux qui ont pu m'apporter réconfort moral et encouragements.

Sommaire

SOMMAIRE

NOMENCLATURE

INTRODUCTION GENERALE	1
-----------------------------	---

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1. INTRODUCTION :	3
I-2. DESCRIPTION GENERALE DU JET IMPACTANT UNE PAROI :	4
I-2-1. Région I :	4
I-2-2. Région II :	5
a) Cas d'un jet immergé :	5
b) Cas d'un jet non immergé :	6
i) Région torrentielle	7
ii) Région fluviale	7
I-3. JET LIQUIDE : EVOLUTION DE L'ÉPAISSEUR ET POSITION DU RESSAUT	7
I-3-1. La Région torrentielle :	7
a) Zone 1 :	7
b) Zone 2 :	8
c) Zone 3 :	8
I-3-2. La région fluviale :	9
I-3-3. Position du ressaut :	9

I-4. TRANSFERT DE MATIERE ENTRE UN JET ET UNE SURFACE SOLIDE :	10
I-4-1. Introduction :	10
I-4-2 Influence des différents paramètres sur le transfert :	11
a) Influence de la hauteur relative du jet :	11
b) Influence de la vitesse de sortie du jet :	13
c) Influence de la dimension de la surface de transfert :	14
d) Influence de la forme du distributeur de jet :	16
e) Influence du diamètre de l'orifice :	16
f). Autres Influences sur le transfert de matière :	16
I-4-3. Conclusion :	17

CHAPITRE II : MONTAGE EXPERIMENTALE ET TECHNIQUE DE MESURE

II-1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL :	18
II-1-1. Description de la boucle d'essais :	18
II-1-2. Description de la cellule de mesure	21
a) Le disque :	21
b) Les microélectrodes :	21
c) Le système d'acquisition :	23
II-2. LA METHODE POLAROGRAPHIQUE :	25
II-2-1. Principe de la méthode :	25
II-2-2. Courant limite de diffusion et gradient pariétal de vitesse :	27
II-2-3. Solution électrochimique utilisée :	27
a) Choix du couple électrochimique :	27
b) Propriétés physiques de la solution :	29

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSION

III-1. CONDITIONS D'EXPERIMENTATION :	30
III-1-1. Etalonnage des sondes polarographiques:	30
a) Polarogrammes :	30

<i>b) Détermination de la surface active des électrodes :</i>	31
<i>c) Détermination de l'intensité du courant de diffusion :</i>	32
III-1-2. Axisymétrie de l'écoulement :	34
III-1-3. Incertitudes sur les mesures :	36
III-2. RESULTATS EXPERIMENTAUX :	36
III-2-1. Position du ressaut :	37
III-2-2. Transfert de matière :	37
<i>a) Influence du nombre de Reynolds :</i>	38
<i>b) Influence de la hauteur relative du jet :</i>	41
III-2-3. Etude de la contrainte de cisaillement :	43
<i>a) Influence du nombre de Reynolds :</i>	43
<i>b) Evaluation de l'épaisseur de la couche de liquide :</i>	45
CONCLUSION GÉNÉRALE	48
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	50
ANNEXE	

Nomenclature

NOMENCLATURE

Lettres Majuscules

A	La section
A_e	Surface active de l'électrode de transfert
A_p	constante
C	Concentration de l'espèce active
C_0	Concentration de l'espèce active à l'électrode
C_∞	Concentration de l'espèce active au sein de la solution
C_a	Concentration du réducteur (ferrocyanure de potassium)
C_s	Concentration de l'oxydant (ferricyanure de potassium)
D	Coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce active
E_0	potentiel normal correspondant à des concentrations unitaires
E_{eq}	Potentiel d'équilibre
E_p	Tension de polarisation
F	Nombre de Faraday($F = 96500 \text{ C.mol}^{-1}$)
H	Distance entre l'orifice et la surface de transfert
I_L	Courant limite de diffusion
J	Le flux de matière
L	longueur d'une microélectrode rectangulaire
Ox	Oxydant
$[Ox]_\infty$	Concentration en oxydant dans la solution
Q_v	Le débit
R	Constante des gaz parfait
R	Le rayon de la surface de transfert

R_0	Position du ressaut hydraulique
Red	Réducteur
$[Red]_{\infty}$	Concentration en réducteur dans la solution
S	Gradient pariétal de vitesse
S_a	Surface de l'anode
S_c	Surface de cathode
T	Température absolue
$\bar{U}$	Vitesse moyenne de l'écoulement
U_e	Vitesse radiale du fluide dans la zone de stagnation
U_h	Vitesse radiale du fluide à la surface libre dans la zone fluviale
V_0	Vitesse moyenne à la sortie du jet
W	Mobilité de l'espèce active

Lettres Minuscules

a	Constante
d	Diamètre de l'orifice du jet
d_e	Diamètre de la micro-électrode
e^-	Electron
h	Epaisseur du film liquide sur la plaque de transfert
h_1	Epaisseur du film liquide avant le ressaut
h_2	Epaisseur du film liquide après le ressaut
h_{2p}	Epaisseur du film liquide entre les régions 2 et 3
i	Densité de courant à l'électrode
k_d	Coefficient de transfert de matière
n	Nombre d'électrons
r	Direction radiale
r_0	Rayon de l'orifice du jet
r_1	Position radiale entre la zone 1 et 2 de la région torrentielle
r_{2p}	Frontière entre les zones 2 et 3 de la région torrentielle
r_R	Position du ressaut

Lettres Grecques

α	Paramètre de forme
β	Nombre réel
χ	Nombre réel
δ	Epaisseur de la couche limite hydrodynamique
δ_d	Epaisseur de la couche limite de diffusion
γ	Nombre réel
μ	Viscosité dynamique du fluide
ν	Viscosité cinématique du fluide
θ	Angle de rotation
ρ	Masse volumique du fluide
τ	Contrainte de cisaillement
Δ	Incertitude

Nombres Adimensionnels

C_f	Coefficient de frottement
Re	Nombre de Reynolds
Re_r	Nombre de Reynolds local
Sc	Nombre de Schmidt
Sh	Nombre de Sherwood
$\overline{Sh}$	Nombre de Sherwood moyen

Produits Chimiques

$Fe(CN)_6^{3-}$	Ferricyanure de potassium
$Fe(CN)_6^{4-}$	Ferrocyanure de potassium
$NaOH$	La soude

Introduction Générale

INTRODUCTION GENERALE

En mécanique des fluides les écoulements turbulents occupent une place prépondérante car la grande majorité des écoulements de fluides rencontrés dans la nature ou dans les applications industrielles sont de nature turbulente. Ils interviennent dans des domaines très divers tels que la météorologie, l'aéronautique, les différents génies (chimique, nucléaire, des procédés etc...) ou l'hémodynamique.

La turbulence étant une propriété de l'écoulement et non pas du fluide chaque écoulement particulier nécessite une étude spécifique, aussi les écoulements turbulents présentant des caractéristiques communes ont-ils été regroupés par familles ; les jets turbulents constituent l'une d'entre elles.

En raison de leur intérêt pratique une multitude de travaux leur ont été consacrés; si avec le développement de l'aéronautique les jets gazeux ont été étudiés de manière privilégiée, les jets de liquides l'ont été avec l'essor pris par le génie chimique et le génie des procédés de manière plus générale.

Au sein de notre laboratoire de nombreux travaux leur ont été consacrés ils concernent aussi bien des jets turbulents d'air ou de liquide débouchant dans des cavités fermées *Benaissa A. (1985), Mataoui A. (1988), Arous F. (1990), Benayad S. (2000)* ou impactant une surface plane *Bouhadef M. (1977), Kadem N. (1999) et Mataoui A. (2002)*.

Bien que de nombreuses applications industrielles, principalement dans les industries de traitement de surface (gravure chimique, électropolissage, électro-usinage, dépôt électrolytique...) utilisent des jets turbulent de liquides sur des surfaces solides, relativement peu d'études leur sont consacrées.

Une revue bibliographique de ces dernières montrent que la région voisine de la zone d'impact a été principalement étudiée alors que dans le cas de jets non immergés on observe au delà de la zone d'impact, l'apparition d'un ressaut séparant une zone dite d'écoulement torrentiel d'une zone d'écoulement fluvial.

Seul un travail théorique et expérimental du à *Bouhadef M. (1977)* a été recensé ; il y étudie l'hydrodynamique de l'ensemble de l'écoulement et propose des modèles donnant les

évolutions de l'épaisseur de la couche de liquide et des profils de vitesses dans chacune des régions.

Nous nous proposons dans le présent travail d'apporter un complément à l'étude précédente en étudiant les transferts de matière ou de chaleur à la paroi dont l'intérêt pratique est évident. Dans cette étude à caractère essentiellement expérimental, on réalise un jet turbulent de liquide tombant verticalement sur une surface plane horizontale; une technique de mesure non intrusive (polarographie) est mise en œuvre qui permet de mesurer les transferts à la paroi dans les différentes régions de l'écoulement.

La première partie de ce mémoire est consacrée à une synthèse des travaux se rapportant à notre sujet en mettant l'accent sur les jets axisymétriques.

Dans la deuxième partie, le principe et la mise en œuvre de la méthode polarographique sont présentés ainsi que le dispositif expérimental que nous avons conçu et réalisé. Les moyens d'acquisition et de traitement des mesures sont également décrits.

Les évolutions des transferts dans chacune des régions sont présentées dans le dernier chapitre; l'influence des paramètres essentiels du problème (nombre de Reynolds du jet, distance entre la buse et la plaque) est également analysée.

L'évolution de l'épaisseur du film obtenue expérimentalement par *Bouhade M. (1977)* est analysée à la lumière des résultats obtenus.

Dans la conclusion générale sont synthétisés les principaux résultats obtenus; les perspectives intéressantes de prolongement de ce travail sont également présentées.

Chapitre I
Etude Bibliographique

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1. INTRODUCTION :

L'écoulement résultant de l'injection d'un fluide à travers une tuyère ou un orifice est communément appelé jet. Depuis longtemps, Ce type d'écoulement a suscité l'intérêt de nombreux chercheurs. En 1915 déjà, *Trupel T.* a publié un document relatif au jet axisymétrique.

On peut distinguer deux configurations de jets suivant la forme de l'orifice:

- Le jet bidimensionnel plan qui débouche d'un orifice rectangulaire.
- Le jet axisymétrique dans le cas d'un orifice circulaire.

Le jet est dit, immergé lorsqu'il débouche dans un fluide de même nature et non immergé dans le cas où fluide ambiant est de nature différente.

L'un des moyens permettant d'augmenter le transfert de matière ou de chaleur aux parois solides consiste à soumettre celles-ci à l'action d'un jet de fluide. Cette configuration très courante dans la nature et dans l'ingénierie a fait l'objet de nombreuses études théorique et expérimentale.

Notre travail est consacré à l'étude d'un jet de fluide arrivant perpendiculairement à la surface d'impact. La figure (I-1) schématise la situation :

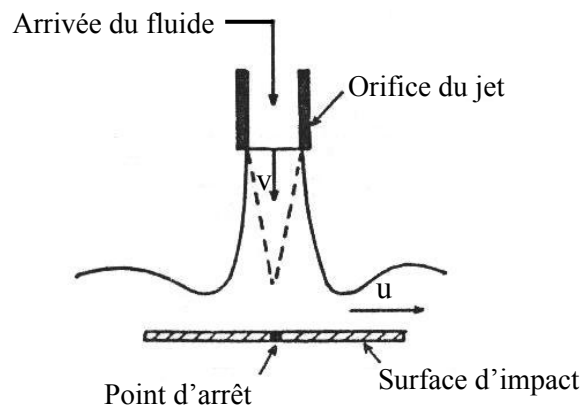


Figure (I-1) : Schéma d'un jet de fluide percutant une surface horizontale.

Lors de l'interaction du jet avec la paroi, une fraction seulement de la surface d'impact est soumise directement à la composante normale v , il s'agit de la région où le transfert est maximum (région du point d'arrêt). Le reste de la surface est affecté par la composante tangentielle u , le jet y est étalé et s'écoule en couche limite ; le transfert y est plus faible.

La description de l'interaction entre un jet rond et une paroi solide est détaillée dans le paragraphe suivant.

I-2. DESCRIPTION GENERALE DU JET IMPACTANT UNE PAROI :

La description d'un jet turbulent (sortant d'un orifice de diamètre d , avec une vitesse moyenne uniforme V_0) tombant sur une surface lisse et plane située à une distance H de l'orifice diffère d'un auteur à l'autre.

Deux grandes régions sont distinguées ; dans la première l'écoulement est tombant dans la seconde il est globalement radial (Fig. I-2). Si dans la région I la configuration de l'écoulement dépend peu de la nature du fluide, dans la région II elle diffère selon qu'il s'agisse d'un jet immergé où non. *Beltaos S. et coll. (1974), Kadem N. (1999).*

I-2-1. Région I :

Dans cette région connue sous le nom de **région du jet libre** l'écoulement présente les mêmes caractéristiques que celles d'un jet libre, elle comprend :

- a) Le cône potentiel (I-a) : caractérisé par une vitesse sensiblement uniforme égale à la vitesse initiale V_0 du jet et un faible taux de turbulence. Ce cône est entouré d'une zone de mélange où l'écoulement est fortement turbulent. L'établissement de ce cône potentiel s'étend sur une longueur de 5 à $10d$ d'après *Dawson D. A. et coll. (1966)* et *Show J. P. Coll. (1975)*.
- b) La zone de transition (I-b) : le cône potentiel disparaît, la totalité du fluide participe alors au mélange turbulent.
- c) Zone établie (I-c) : elle commence à une distance d'environ $20d$ de l'orifice et se caractérise par la similitude des profils de vitesse moyenne d'une section à une autre.

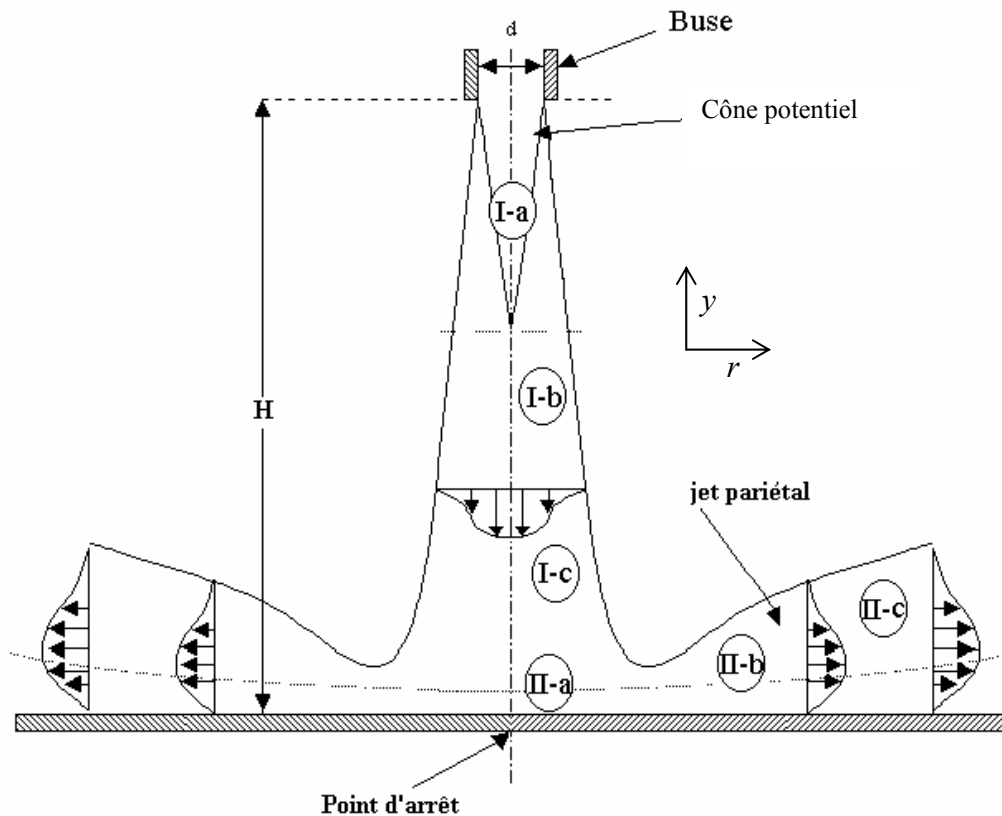


Figure (I-2) : Description générale d'un jet immergé vertical sur une plaque plane horizontale

I-2-2. Région II :

a) Cas d'un jet immergé :

Dans cette région, le jet passe d'un écoulement normal à un écoulement radial qui se développe comme un film mince. La configuration schématisée par la figure (I-2), est proposée par certains auteurs, *Tani I. (1966)*, *Nakatoyawa T. et coll. (1972)*, *Donaldson C. D. et coll. (1971)*, *Beltaos S. et coll. (1974)*, ... etc. Elle comporte trois zones :

- i) La zone (II-a), dite d'arrêt ou de stagnation dans laquelle la composante horizontale de la vitesse croît avec r . Cette région est définie par *Tani I. et coll. (1966)*, *Coeuret F. (1975)* et *Chin D. T. et coll. (1978)*, comme étant un hémisphère de centre O et de rayon r_1 compris entre $0.6d$ et $1.4d$ où l'épaisseur de la couche limite visqueuse est constante.

- ii) La zone (II-b), dite de transition où la couche limite va en s'épaississant. Dans cette zone comprise environ entre 1.6 et $4d$ et d'après, le profil de vitesse correspond à celui décrit par la solution de Blasius pour un écoulement sur une plaque plane.
- iii) La zone (II-c), dite de jet pariétal complètement développé, elle débute à la distance $r = 4d$ à partir de laquelle la vitesse radiale commence à décroître, Dawson D. A. et coll. (1966). Le profil des vitesses y est caractérisé par une zone de proche paroi où la vitesse radiale croît et une zone externe où la vitesse décroît pour s'annuler à la surface libre. La vitesse radiale est maximale à la limite de ces deux zones.

b) Cas d'un jet non immergé :

Pour un jet de liquide tombant perpendiculairement sur une plaque plane, la structure de l'écoulement dans la région II diffère totalement de celle observée dans le cas d'un immergé. En effet comme le décrit Bouhade M. (1977), une région où l'écoulement est torrentiel et une seconde où l'écoulement est fluvial séparées l'une de l'autre par un ressaut hydraulique (Fig. I-3).

Notons qu'une étude d'un jet libre de liquide a été conduite par Bensmaili A. (1992) dans laquelle seule la zone de stagnation a été étudiée ; les dimensions de la surface utilisée étant trop réduite pour permettre l'apparition du ressaut.

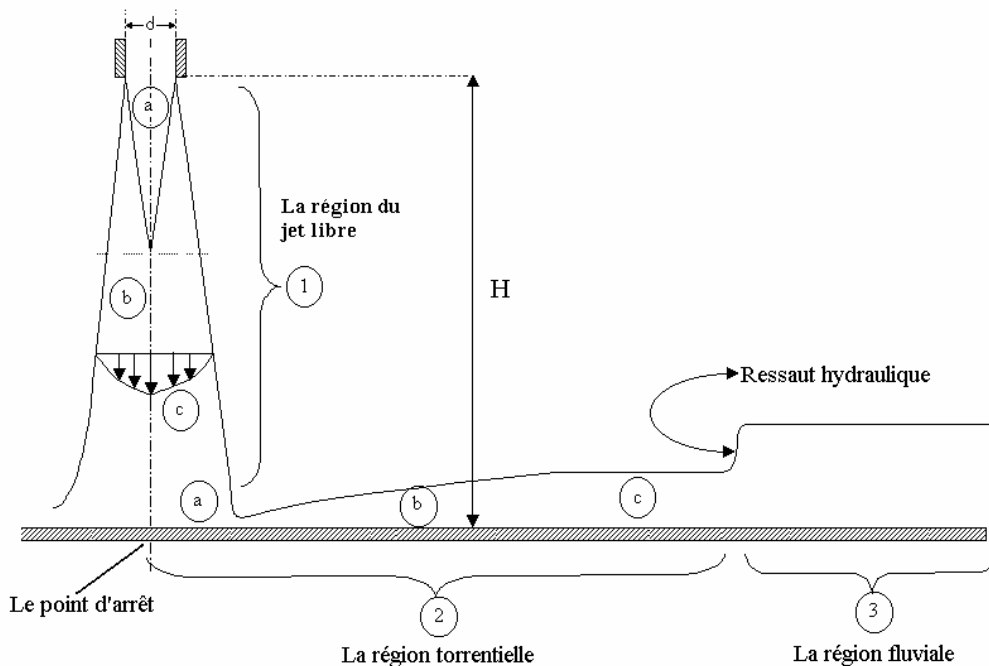


Figure (I-3) : Schéma d'un jet non immergé vertical tombant sur une plaque plane horizontale.

i) Région torrentielle

Dans le cas des forts débits, *Bouhade M. (1977)* a vérifié expérimentalement que cette région se divisait en trois zones ayant les caractéristiques suivantes :

- Une zone immédiatement voisine de l'axe du jet où l'écoulement est laminaire, sa surface libre étant lisse, (2a).
- Une zone d'écoulement turbulent, (2b).
- Une zone d'écoulement relaminarisé, (2c).

ii) Région fluviale

Dans cette région (3), l'écoulement se fait en couche limite et l'épaisseur du liquide y est importante.

La transition brutale du régime d'écoulement torrentiel vers le régime fluvial s'effectue par le biais du ressaut hydraulique siège d'une grande dissipation d'énergie.

Une étude théorique et expérimentale portant sur les deux régions ainsi que sur la position du ressaut a été conduite par *Bouhade M. (1977)*, nous la résumons brièvement dans la suite.

I-3. JET LIQUIDE : EVOLUTION DE L'ÉPAISSEUR ET POSITION DU RESSAUT

Dans cette partie, sont résumés les résultats de *Bouhade M. (1977)* concernant la détermination théorique du profil de la surface libre dans les zones torrentielle et fluviale, ainsi que la position du ressaut hydraulique.

I-3-1. La Région torrentielle :

Cette région est divisée en trois zones, dans chacune le profil de vitesse est supposé semi parabolique.

a) Zone 1 :

L'auteur admet que l'épaisseur h de la lame liquide est très grande devant l'épaisseur δ d'une couche limite se développant dans un milieu infini de fluide parfait de vitesse $U_e = a r$. Le profil de la surface libre est alors déterminé par l'équation :

$$h = \frac{V_0}{a} \frac{r_0^2}{2 r^2} + \frac{\delta}{3} \quad (I-1)$$

$$\text{Avec : } \delta = \sqrt{\frac{30}{11} \frac{\nu}{a}} \quad (I-2)$$

Où a est une constante et r_0 le rayon de sortie du jet

Cette région s'étend radialement jusqu'à la valeur r_l de r .

b) Zone 2 :

Dans cette zone qui commence en $r = r_l$, il suppose un profil des vitesses semi parabolique dans la couche limite et la vitesse extérieure constante égale à V_0 ; l'équation de la surface libre devient :

$$h = \frac{r_0^2}{2r} + \frac{\delta}{3} \quad (I-3)$$

Avec

$$\delta = \sqrt{\frac{10 \nu r}{V_0} + \frac{A_p}{r^2}} \quad (I-4)$$

La constante A_p est déterminée par raccordement des épaisseurs et des vitesses extérieures en $r = r_l$

En écrivant que la limite aval de la région 2 est atteinte quand la couche limite occupe toute l'épaisseur de lame de liquide, la frontière entre les régions 2 et 3 est trouvée située en $r = r_{2p}$ défini par :

$$r_{2p} = \left(\frac{8}{11} r_l^3 + \frac{9 V_0 r_0^4}{160 \nu} \right)^{1/3} \quad (I-5)$$

c) Zone 3 :

L'écoulement se fait entièrement en couche limite, la vitesse U_h à la surface libre est une fonction de r et h .

Lorsque la couche limite est laminaire le profil de la surface libre vérifie:

$$\frac{dh}{dr} = \frac{\frac{8}{15} Q_v^2 h - \frac{8}{3} \pi \nu Q_v r^2}{\frac{16}{9} \pi^2 g r^3 h^3 - \frac{8}{15} Q_v^2 r} \quad (I-6)$$

Dans le cas d'un écoulement turbulent, le profil de la surface libre est donné par :

$$\frac{dh}{dr} = \frac{\frac{7}{9} Q_v^2 h - 0.0225 Q_v^{3/2} 5 \left(\frac{7}{4} Q_v \pi 5 \nu \right)^{1/4}}{\frac{49}{16} \pi^2 g r^3 h^3 - \frac{7}{9} Q_v^2 r} \quad (I-7)$$

N.B : Au plan expérimental, Bouhadeh a observé qu'aux faibles débits la zone intermédiaire disparaissait ; la région torrentielle ne comprenant plus que les zones 1 et 3.

I-3-2. La région fluviale :

Dans cette région, l'écoulement est supposé être radial stationnaire, et se faire en couche limite. L'influence du ressaut est négligée de même que le frottement à la surface libre où la vitesse radiale U_h ne dépend que de r . L'auteur a constaté expérimentalement que l'écoulement est toujours laminaire aux différents nombres de Reynolds utilisés.

En utilisant au sein de l'écoulement un profil des vitesses de type parabolique :

$$\frac{u}{U_h} = \frac{2y}{h} - \frac{y^2}{h^2} \quad (I-8)$$

le profil de surface libre donné par l'équation (I-6) devient :

$$\frac{dh}{dr} = \frac{3 Q_v^2 h - 15 \pi \nu Q_v r^2}{10 \pi^2 g r^3 h^3 - 3 Q_v^2 r} \quad (I-9)$$

I-3-3. Position du ressaut :

L'équation supplémentaire permettant la détermination de la position du ressaut s'obtient en écrivant la conservation des débits de quantité de mouvement de part et d'autre de celui-ci.

En introduisant le paramètre de forme α défini par : $\alpha = \frac{\int u^2 dA}{V_0^2 A}$ où u est la vitesse

locale et V_0 la vitesse débitante à travers la section A correspondante et en supposant négligeable la dimension radiale du ressaut, il trouve :

$$1 + \frac{h_2}{h_1} = \frac{\alpha Q_v^2}{2 \pi R_0^2 g h_1^2 h_2} \quad (I-10)$$

où l'indice 2 est relatif aux grandeurs caractérisant la zone fluviale. La position du ressaut est alors déterminée par la valeur de R_0 qui vérifie l'équation précédente.

Remarque :

L'épaisseur de film liquide dans les différentes régions a été déterminée expérimentalement à l'aide d'une pointe micrométrique. Une bonne concordance avec la théorie est observée.

I-4. TRANSFERT DE MATIERE ENTRE UN JET ET UNE SURFACE SOLIDE :

I-4-1. Introduction :

La recherche des conditions d'obtention du meilleur transfert, tant du point de vue global que local, a constitué la préoccupation essentielle des chercheurs. Les travaux portant sur l'amélioration échanges de chaleur à l'interface jet-paroi ont concerné à la fois les jets de gaz ou de liquide pour, mais pour le transfert de matière ce sont essentiellement les jets liquides qui ont été utilisés. Une parfaite analogie entre le transfert de matière et de chaleur étant observée dans de nombreuses situations, on se contente parfois d'évaluer l'un et déterminer le second par analogie ce qui n'est souvent pas justifié.

Les premiers travaux sur le transfert de matière relatif aux jets sont des études expérimentales concernant l'influence des paramètres hydrodynamiques sur l'efficacité du transfert. Une réaction électrochimique minérale de type académique couramment utilisée en génie chimique (réduction du ferricyanure de potassium en milieu alcalin) est généralement mise en oeuvre.

Il est important de noter par ailleurs que le transfert de matière liquide-solide est différent dans le cas du jet immergé et non immergé ; si les premiers ont été largement étudiés par contre peu de travaux concernent les jets non immergés bien qu'ils présentent un grand intérêt du point de vue pratique.

La majorité des travaux antérieurs relatifs à l'interaction jet-paroi s'accordent à montrer que la vitesse de transfert de matière dépend des paramètres hydrodynamiques et géométriques suivants :

- La vitesse moyenne de sortie du jet V_0 .
- Les dimensions du jet (le diamètre de l'orifice pour un jet circulaire, ou largeur de la fente pour un jet bidimensionnel).
- La distance entre la sortie du jet et la surface d'impact.
- Les dimensions de la surface de transfert ou la position radiale.
- Les propriétés du fluide constituant le jet.

Soulignons ici, la diversité des paramètres pouvant influencer sur le transfert et donc la difficulté d'une parfaite maîtrise de leurs influences respectives.

Grâce à l'analyse dimensionnelle, ces derniers sont généralement groupés sous forme de nombres adimensionnels permettant de représenter les résultats sous forme de corrélations. Les critères adimensionnels usuels sont définis dans le tableau ci-dessous.

Nom	Nombre de Sherwood	Nombre de Reynolds	Nombre de Schmidt	Coefficient de frottement
Formes habituelles	$Sh_d = \frac{k_d d}{D}$	$Re_d = \frac{V_0 d}{\nu}$	$Sc = \frac{\nu}{D}$	$C_f = \frac{\mu S}{\frac{1}{2} \rho V_0^2}$

Tableau (I-1) : Critères adimensionnels usuels.

d , D , k_d , ν et S , étant respectivement le diamètre de l'orifice du jet, le coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce diffusante, le coefficient de transfert de matière, la viscosité cinématique du fluide et le gradient pariétal de vitesse.

L'influence de ces paramètres hydrodynamiques sur le transfert a été étudiée par différents auteurs ; une synthèse de leurs travaux est présentée ci-après.

I-4-2 Influence des différents paramètres sur le transfert :

a) Influence de la hauteur relative du jet :

L'influence de la distance entre l'orifice de sortie du jet et la surface de transfert a été examinée par certains auteurs.

La variation du transfert de matière ou plus exactement le nombre de Sherwood local ou moyen est proportionnel à $\frac{H}{d}$. La corrélation entre les deux paramètres est de la forme :

$Sh, \overline{Sh} \approx \left(\frac{H}{d}\right)^\chi$, où χ est un nombre réel variant d'un auteur à l'autre selon les conditions hydrodynamiques et géométriques.

Dans le cas d'un jet immergé, en étudiant le transfert entre un jet liquide et un disque formé d'anneaux concentriques conducteurs et par la méthode polarographique, *Subba Rao B. et coll. (1973)* montrent que pour $\frac{H}{d} > 5$ avec $\chi = -0.48$, $\overline{Sh}$ diminue rapidement quand $\frac{H}{d}$ augmente. Par contre pour $\frac{H}{d} \leq 5$ le Sherwood moyen varie peu.

Toujours avec la méthode électrochimique et pour un jet non-immergé, en utilisant l'analogie de Chilton-colburn, *Chin D. T. et coll. (1986)*, montrent que pour $0.5 \leq \frac{H}{d} \leq 5$ et $\chi = -0.09 \overline{Sh}$ dépend peu de $\frac{H}{d}$, tandis que pour $\frac{H}{d} < 0.2$, le $\overline{Sh}$ moyen augmente avec la diminution de $\frac{H}{d}$.

L'étude faite par *Rao V. V. et coll. (1964)*, d'un jet d'eau turbulent immergé ($2500 \leq Re \leq 125000$) tombant sur une plaque plane par la méthode de dissolution trans-cinématique, montre que dans la région du jet pariétal (où $\frac{r}{d} > 4,5$) le nombre de Sherwood local est indépendant de la distance $\frac{H}{d}$ tant que $\frac{H}{d} < 6,5$.

Pour un jet circulaire immergé et avec la méthode électrochimique impactant des surfaces planes, *Coeuret (1975)*, *Chin et coll. (1978)*, *Nanzer J. O. et coll. (1987)* ainsi que *Bensmaili A. (1992)*, trouvent peu d'influence de $\frac{H}{d}$ sur le transfert de matière moyen pour $\frac{H}{d} < 6$. La valeur de χ obtenue par *Bensmaili A. (1992)* est de -0.063 .

Dans le même contexte, *Benharkat D. (1997)* s'est intéressée à deux configurations, l'auteur trouve alors :

$$\chi = -0.25 \text{ pour un système de jet non immergé si } 8 < \frac{H}{d} < 16.$$

$$\chi = -0.4 \text{ pour un système de jet immergé si } 6 < \frac{H}{d} < 16.$$

Pour les deux systèmes, le nombre de Reynolds varie de 4000 à 20000.

Ces résultats sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus par *Subba Rao B. et coll. (1973)*.

D'après les travaux de *Alkire R. C. et coll. (1987)*, le coefficient de transfert de matière en système immergé, pour $2.5 < \frac{H}{d} < 10.5$, s'écrit sous la forme : $k_d \approx \left(\frac{H}{d}\right)^{-0.15}$. Tandis qu'en système non-immergé, le coefficient de transfert de matière est pratiquement indépendant de la distance orifice-paroi dans l'intervalle $1 < \frac{H}{d} < 10.5$.

Dans l'étude menée par *Kataoka K. et coll. (1979)*, trouve que pour un grand nombre de Schmidt et pour des nombres de Reynolds variant $4000 \leq Re \leq 15000$, que le transfert est maximal dans la région de stagnation pour $\frac{H}{d} = 6$.

Dans la gamme des grandes valeurs de $\frac{H}{d}$ tel que, $21.2 \leq \frac{H}{d} \leq 65.7$ et pour des nombres de Reynolds compris entre 10^4 et 10^5 , *Beltaos S. et coll. (1974)* ont mené une étude analytique et expérimentale dans la région de stagnation. Leurs résultats montrent essentiellement que les valeurs des contraintes de cisaillement dépendent du rapport $\frac{H}{d}$ pour les grandes valeurs de $\frac{r}{H}$; ces valeurs coïncident avec celles mesurées par *Bradshaw P. et coll. (1961)* à des distances radiales inférieures à $0.2H$ $\left(\frac{r}{H} < 0.2\right)$. Leur travail a montré la dépendance des contraintes de cisaillement du rapport $\frac{H}{d}$ pour les grandes valeurs de $\frac{r}{H}$.

Les résultats de *Hsueh K. L. et coll. (1986)*, obtenus avec par la méthode électrochimique dans le cas d'une surface cylindrique sous l'impact d'un jet non-immergé, montrent une faible influence de $\frac{H}{d}$ sur le transfert de matière global et local.

b) Influence de la vitesse de sortie du jet :

L'influence de la vitesse de sortie du jet, exprimée le plus souvent par le nombre de Reynolds Re , sur le transfert de matière a été examinée par presque tous les auteurs. Cette influence dépend de la position de la surface de transfert par rapport aux différentes zones d'écoulement du jet.

Le coefficient de transfert de matière augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds ; cette augmentation s'exprime souvent sous la forme $\overline{Sh} = \gamma Re^\beta$. Les deux constantes γ et β dépendent des conditions géométriques.

D'après, *Coeuret F. (1975)*, et *Chin D. T. et coll. (1978, 1986)*, tant en régime laminaire qu'en régime turbulent, trouvent $\beta = 0.5$ pour $0.5 \leq \frac{H}{d} \leq 6$ dans la région de stagnation.

Ces résultats sont similaires aussi bien pour une surface plane que pour une surface cylindrique, *Hsueh K. L. et coll. (1986)*.

Dans la même région, *Kataoka et coll. (1979)*, remarquent que le gradient pariétal de vitesse augmente avec l'augmentation de Re .

La variation de Sherwood moyen avec le nombre de Reynolds étudiée par *Benharkat D. (1997)* ; conduit à :

$$\beta = 0.48 \text{ pour un système de jet non immergé.}$$

$$\beta = 0.42 \text{ pour un système de jet immergé}$$

Ceci est obtenu pour $2 \leq \frac{H}{d} \leq 16$; les valeurs de Reynolds étant comprises entre 1997 et 33301. Ces valeurs de β ont été déjà trouvées par *Chance L. (1974)*, *Yamada J. et coll. (1977)* et *Hsueh K. L. et coll. (1986)*.

Dans la région de jet pariétal, et pour $0.2 \leq \frac{H}{d} \leq 19.23$, *Rao V. V. et coll. (1964)* obtiennent $\beta = 1.06$. Par ailleurs, *Yamada J. et coll. (1977)* trouvent que le coefficient $\overline{k_d}$ est proportionnel à $V_0^{-0.73}$. Leurs résultats confirment les prédictions théoriques données par *Glauret M. B. (1972)*.

Les travaux de *Hsueh K. L. et coll. (1986)* concernant le transfert de matière local aboutissent à :

$$\beta = 0.60 \pm 0.05 \text{ dans la région du point d'arrêt pour } \frac{r}{d} < 1, \text{ alors que dans la région}$$

du jet rasant à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta = 0.6 \text{ pour } Re < 6000 \\ \beta = 1.00 \pm 0.01 \text{ pour } Re > 6000 \end{array} \right.$$

c) Influence de la dimension de la surface de transfert :

L'influence de la dimension de la surface d'impact sur le transfert de matière a été examinée, soit en faisant varier le rayon R des surfaces circulaires (cas du transfert global), soit en faisant varier la distances radiale r à partir du point d'arrêt.

Kataoka K. et coll. (1979), se sont intéressés à la région de stagnation où $0 \leq \frac{r}{d} \leq 1.5$. Ils trouvent, que pour $\frac{H}{d} < 6$, le transfert de matière et le gradient pariétal de vitesse sont maximums au voisinage de $\frac{r}{d} = 0.5$ et ce quelle que soit la valeur de Re .

Par la méthode de dissolution de l'acide trans-cinnamique, *Rao V. V. et coll. (1964)* et *Giralt F. et coll. (1976)* ont déterminé le coefficient de transfert de matière à partir de la vitesse de dissolution du solide dans un écoulement du jet liquide. Pour les grandes valeurs de H/d , la distribution des coefficients locaux est gaussienne autour du point d'arrêt. *Rao V. V. et coll. (1964)* ont observé pour $\frac{H}{d} < 6$, deux maximums, l'un pour $\frac{r}{d} = 0.5$ et l'autre vers $\frac{r}{d} = 1.6$ à 2.

En faisant varier le rapport $\frac{R}{d}$ de 0.1 à 4, *Chin D. T. et coll. (1986)* ont montré que pour $\frac{R}{d} < 0.8$, $\overline{Sh}$ est indépendant de r dans la région de stagnation, tandis que dans la région de la couche limite (jet pariétal) où $0.8 \leq \frac{R}{d} \leq 4$, le transfert de matière diminue avec l'augmentation de $\frac{R}{d}$: la corrélation est de la forme $\overline{Sh} \approx \left(\frac{R}{d}\right)^{-0.5}$. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus dans le cas d'un jet circulaire immergé frappant une surface plane fait par *Coeuret F. (1975)*, *Chin D. T. et coll. (1986)* et *Bensmaili A. et coll. (1992)*.

Les résultats trouvés par *Hsueh K. L. et coll. (1986)*, font apparaître aussi, entre $0 \leq \frac{r}{d} \leq 4$, deux maximums, l'un près du bord de la région de stagnation où $\frac{r}{d} = 0.8$ et l'autre à $\frac{r}{d} = 3.8$ pour un jet immergé. Par contre, avec des jets non-immergés, ils observent un seul maximum à $\frac{r}{d} \approx 0.8$, le deuxième extremum est un minimum qui se trouve à $\frac{r}{d} = 3.2$.

Certaines conclusions déduites des études de transfert de chaleur sont similaires à celles trouvées en transfert de matière. Pour le jet axisymétrique par exemple, la plupart des

distributions locales des coefficients de transfert de chaleur sont gaussiennes autour du point d'arrêt, ce qui est en bon accord avec les distributions obtenues en transfert de matière. *Pamadi B. N. et coll. (1980)* observent l'existence de deux maximums se situant à $r = 0.5d$ et $1.6d$, ce qui correspond exactement aux valeurs trouvées par *Rao V. V. et coll. (1964)* en transfert local de matière.

d) Influence de la forme du distributeur de jet :

Les mesures du transfert de matière sur une surface frappée par un jet d'air laminaire issu d'un orifice de section rectangulaire, ont été effectuées par *Masliyah J. H. et coll. (1977)*, en utilisant la méthode d'holographie laser. Ils ont observé que, près du centre du jet, le transfert local de matière dépend de la position radiale et de la coordonnée angulaire. Par contre, dans la région éloignée du centre, ils remarquent l'existence d'une variation angulaire et périodique dans le transfert.

Hsueh K. L. et coll. (1986), n'ont observé aucune différence dans le transfert de matière entre le jet bidimensionnel et celui du jet circulaire.

e) Influence du diamètre de l'orifice :

Peu de travaux se sont intéressés à l'influence de ce paramètre géométrique. Cette dimension caractéristique est en fait entièrement prise en compte dans les nombres adimensionnels

$$\left(Sh, Re, \frac{H}{d} \text{ et } \frac{R}{d} \right).$$

Bensmaili A. et Coll. (1990) et *Bensmaili A. (1992)* ont étudié en jet immergé, l'influence du diamètre du jet sur le transfert de matière.

Benharkat D. (1997) trouve que, pour un débit fixe, le transfert augmente en diminuant le diamètre du jet.

f) Autres Influences sur le transfert de matière :

D'autres paramètres ont été considérés par certains auteurs, nous citons dans ce qui suit :

- La détermination des coefficients k_d et k'_d au même point de la surface, (k_d : k'_d : coefficient de transfert de matière local mesuré en paroi conductrice et paroi inerte respectivement) permet une comparaison des distributions spatiales correspondantes.

Bensmaili A. (1992) et *Benharkat D. (1997)* se sont intéressés à ce problème, deux résultats importants peuvent être tirés :

- 1- pour deux distributeurs de diamètres différents, les auteurs ont observé une similitude des distributions des coefficients k_d et k'_d .
 - 2- le transfert de matière en paroi inerte est meilleur que celui en paroi conductrice. Ce résultat a été trouvé aussi par *Kataoka K. et coll. (1982)*.
- Le transfert en système de jet immergé est également moins bon que celui du système de jet non immergé, comme ce qui a été constaté dans le cas de transfert de matière global, *Benharkat (1997)*.

I-4-3. Conclusion :

L'analyse relativement exhaustive des travaux consacrés à l'étude du transfert de matière d'un jet unique percutant une surface solide, permet les conclusions suivantes:

- Le coefficient de transfert de matière globale est indépendant de $\frac{H}{d}$ tant que $\frac{H}{d} < 10$.

Pour des valeurs élevées de $\frac{H}{d}$ le transfert est affaibli par l'étalement du profil des vitesses de sortie qui conduit à la diminution de la vitesse normale du jet.

- Les systèmes immergés et non immergés ont les mêmes efficacités pour des faibles hauteurs surtout dans la zone entourant le point d'arrêt.
- Les petites surfaces d'impact ($\frac{R}{d} < 1$, correspondant à la zone de point d'arrêt) donnent une meilleure uniformité du transfert de matière. Le transfert est faible dans la région du jet rasant qui représente un écoulement en couche limite laminaire.
- L'influence séparée des différents paramètres est assez complexe du fait que ces paramètres ne sont pas indépendants entre eux.

Notons que toutes ces études ont porté principalement sur la région d'arrêt et son voisinage proche ; aucune étude à notre connaissance n'a concerné l'évolution des transferts dans les zones torrentielle et fluviale. L'objectif essentiel du présent travail est précisément d'évaluer les transferts dans chacune de ces zones en fonction des paramètres du problème.

Chapitre II
Montage Expérimental
et Technique de Mesure

MONTAGE EXPERIMENTAL ET TECHNIQUE DE MESURE

Dans ce chapitre, nous présentons le dispositif expérimental ainsi que la technique de mesure utilisée.

II-1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Entièrement conçu et réalisé au sein de notre laboratoire, il comporte essentiellement une boucle d'essai permettant la circulation en circuit fermé de la solution électro-lytique et la cellule de mesure constituée d'un disque plan garni de sondes pariétales reliées à un système d'acquisition et de traitement.

II-1-1. Description de la boucle d'essais :

Le circuit hydraulique schématisé ci-après (Fig. II-1), Photo (II.1) comprend un *réservoir* (1) en plexiglas d'une contenance de 50 litres servant à la fois à l'alimentation et à la récupération, deux *débitmètres à flotteur* (2) l'un couvrant la gamme de débits $65 \text{ cm}^3 / \text{s} \leq Q_v \leq 550 \text{ cm}^3 / \text{s}$, le second la gamme $4 \text{ cm}^3 / \text{s} \leq Q_v \leq 33 \text{ cm}^3 / \text{s}$. Chaque débitmètre est utilisé seul, grâce à un jeu de vannes, (n : 2) sur la figure (II-5). Ils ont été étalonnés par voie volumétrique. Les courbes d'étalonnage sont représentées sur la figure (II-2-a, b). Une pompe (4) à débit constant de valeur maximale 2000 l/h dont la tuyauterie est constituée de Téflon et de P.V.C.

Les canalisations sont constituées de tuyaux en PVC de 2,8 cm de diamètre interne, le réglage des débits est assuré au moyen d'un *by-pass* (5) et de vannes.

Une buse en plexiglas dont la partie interne est un convergent cylindrique - diamètres 2,08 cm à l'entrée et 1,02 cm à la sortie- est fixée à l'extrémité du tuyau vertical et permet d'obtenir un jet lisse et bien régulier tombant verticalement sur la cellule de mesure(3). (Photo II-2)

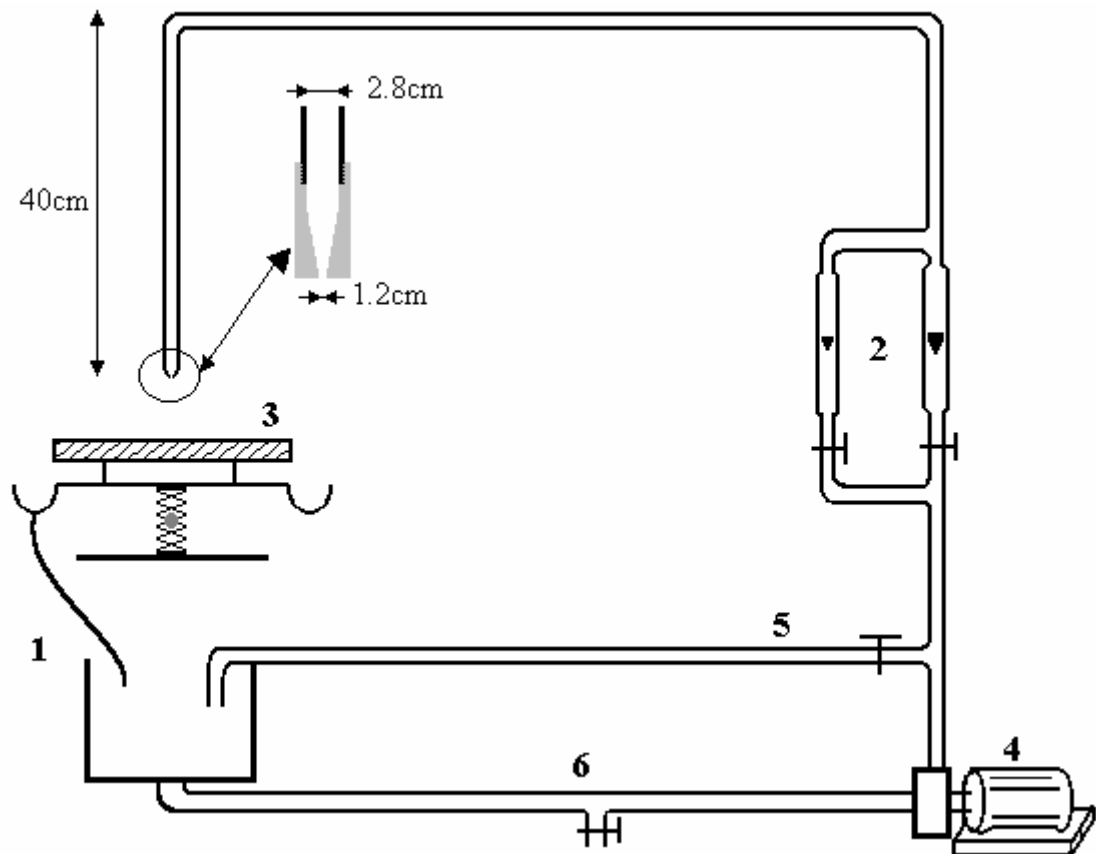
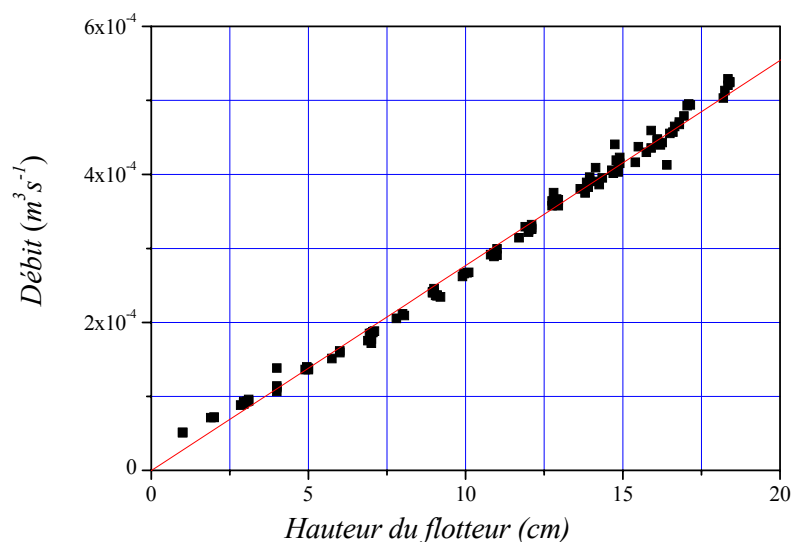


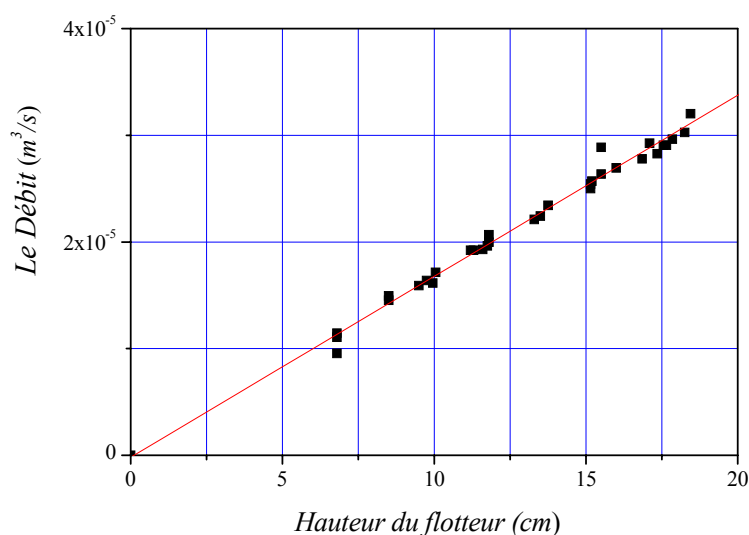
Figure (II-1) : Schéma du circuit hydraulique.



Photo (II-1) : Circuit Hydraulique.



(a) Courbe d'étalonnage du grand débitmètre.



(b) Courbe d'étalonnage du petit débitmètre.

Figure (II-2) : Courbe d'étalonnage des deux débitmètres.

● Il est important de souligner que tous les éléments avec lesquels le fluide entre en contact sont en plexiglas ou en P.V.C, matériaux inertes chimiquement et neutres électriquement. Ces deux caractéristiques sont essentielles dans le cas de la technique polarographique mise en œuvre.

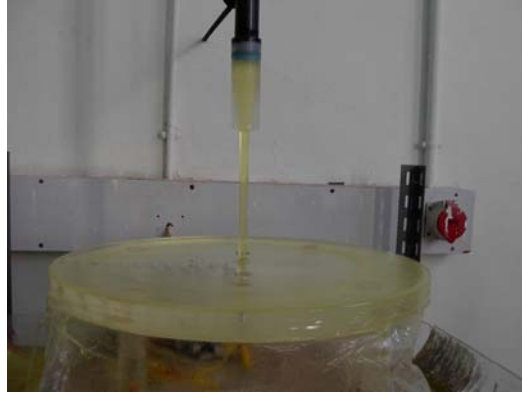


Photo (II-2) : Sortie du jet.

II-1-2. Description de la cellule de mesure

Elle est constituée par un disque garni d'électrodes reliées au système d'acquisition.

a) Le disque :

Taillé dans du plexiglas il a 50 cm de diamètre et 2.6 cm d'épaisseur ; il repose sur des vis permettant le réglage de l'horizontalité. A sa périphérie un système de gouttières permet de récupérer le liquide sans perturber l'écoulement.

A la surface supérieure du disque affleurent onze microélectrodes de platine de diamètre 1 mm disposées régulièrement le long d'un rayon ainsi que deux plaques de Nickel de dimension $(20, 20, 0.5)\text{ mm}$ (Fig. II-2). Cette surface qui est soumise au jet est rendue parfaitement lisse après usinage et polissage.

La face inférieure du disque repose sur une plaque mobile permettant un déplacement vertical, on peut ainsi faire varier la distance entre la surface supérieure de disque et la sortie de la buse de $0.5d$ à $15d$.

b) Les microélectrodes :

Elles sont disposées suivant un rayon à 2 cm les unes des autres; leurs positions par rapport au centre du jet sont représentées sur le tableau (II-1).

N° d'électrode	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$r\text{ (cm)}$	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22
r/d	1.67	3.33	5.00	6.67	8.33	10	11.67	13.33	15.00	16.67	18.33

Tableau (II-1) : Position des électrodes par rapport au centre du jet.

Chaque microélectrode est constituée par la section droite d'un fil de platine, de 1 mm de diamètre, affleurant à la surface supérieure du disque. Les fils traversent la paroi par des trous de 6 mm de diamètre. Ils sont isolés du disque par l'intermédiaire d'une colle adhésive, inaltérable, étanche et résistant aux solutions chimiques et aux températures élevées, (Fig. II-3).

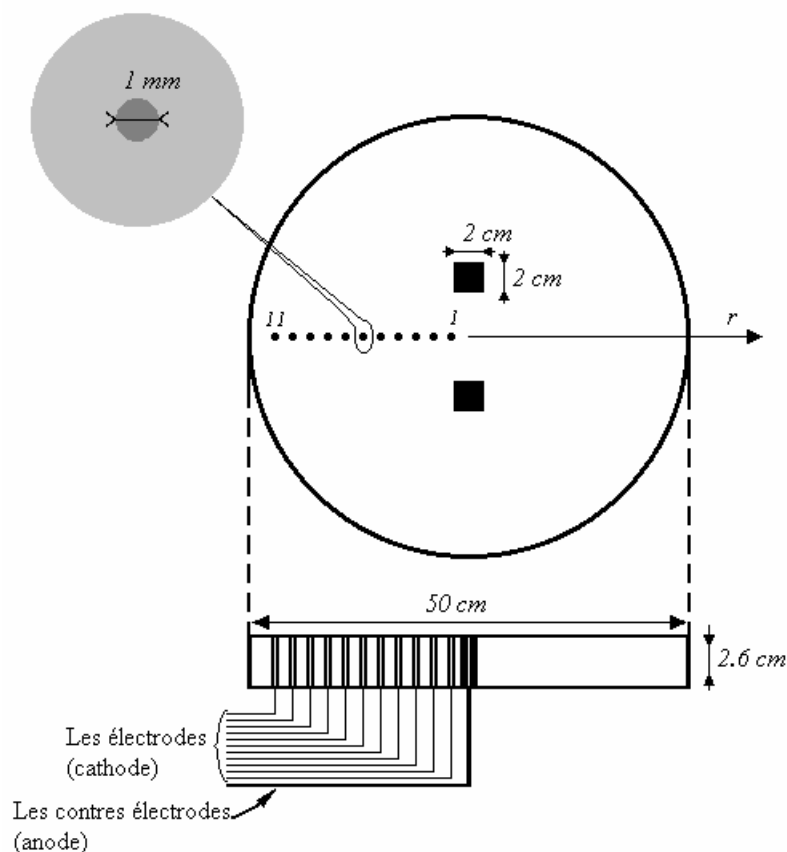


Figure (II-3) : Position des sondes polarographiques sur le disque.

Des ponçages successifs à l'aide de papier verre à grain de plus en plus fin ($1000, 1500, 4000$) permet d'obtenir un très bon état de surface des microélectrodes ; quelques microphotographies en sont présentées photo (II-3).

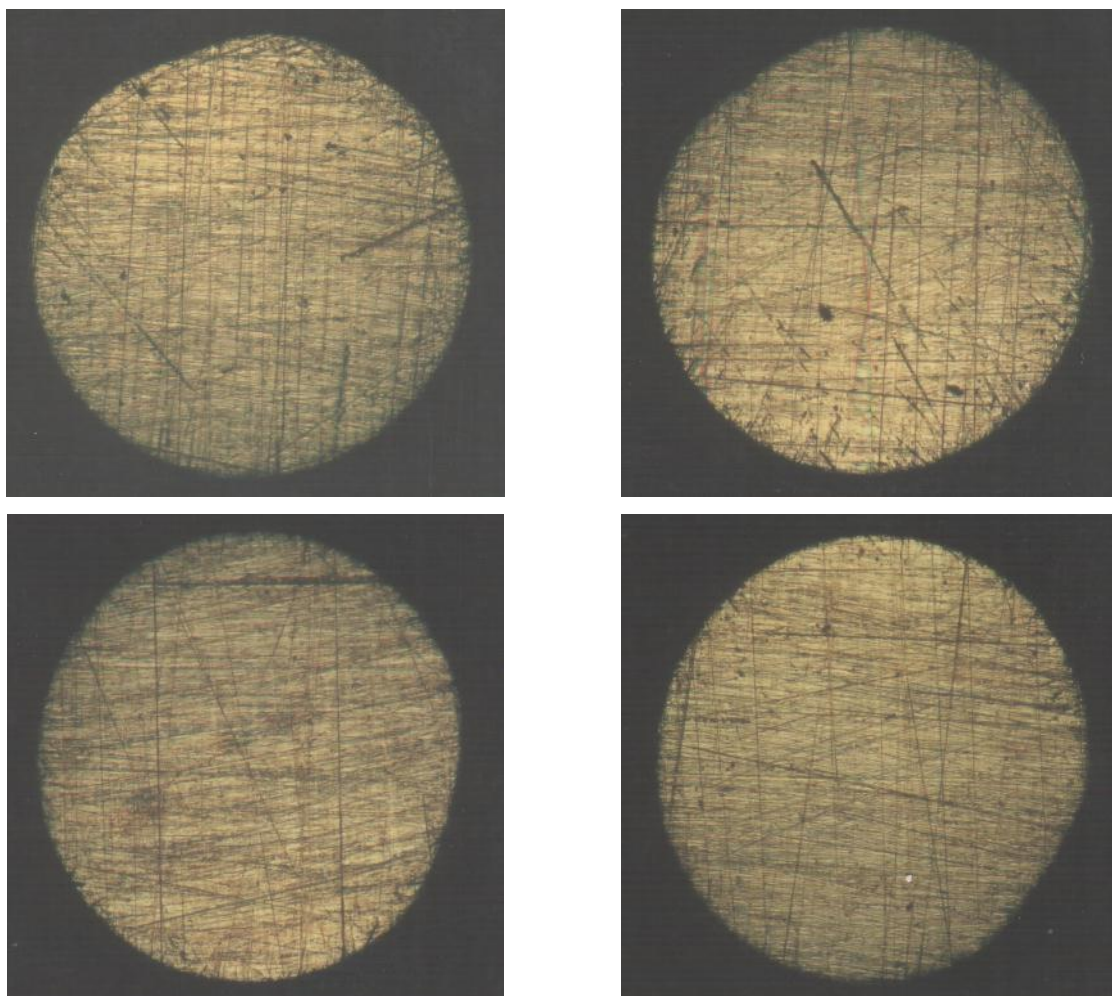


Photo (II-3) : Etat de surface de quelques micro-électrodes.

c) Le système d'acquisition :

Les courants électriques recueillis par les sondes électrochimiques sont de très faible intensité, de l'ordre de quelques micro-Ampères. La polarisation des électrodes, la conversion courant-tension et l'amplification des signaux issus des onze microélectrodes se font au moyen d'un appareil conçu au laboratoire (*Ghumein W. et Messikh R. 2000*). Cet instrument contient un circuit de traitement des courants polarographiques composé de :

- une alimentation.
- un convertisseur courant-tension.
- un amplificateur différentiel.
- un filtre passe bas.

L'alimentation, variable de -1.6 à $+1.6$ volts permet d'imposer une différence de potentiel bien déterminée entre l'anode et la cathode. Le convertisseur courant-tension contient deux

impédances d'entrée de valeurs $R_1 = 100\text{ K}\Omega$ et $R_2 = 10\text{ K}\Omega$. Il convertit en tension, le courant détecté au niveau de chaque micro-électrode avec un gain d'amplification de 10^5 ou 10^4 selon le choix de la résistance. Le filtre passe bas élimine les fréquences supérieures à sa fréquence de coupure, et permet de séparer le signal porteur d'informations des signaux qui risquent de le brouiller.

A la sortie du convertisseur, le signal est injecté dans un enregistreur *LINSEIS* à deux voies permettant d'obtenir les polarogrammes.

Ces deux éléments constituant la chaîne électrique de mesure du courant limite de diffusion sont présentés en photo (II-4).



Photo (II-4) : La chaîne d'acquisition.

II-2. LA METHODE POLAROGRAPHIQUE

La détermination expérimentale du coefficient de transfert de matière s'effectue au moyen d'une méthode électrochimique de type polarographique. Elle est basée sur la réduction cathodique d'un réactif dans les conditions de courant limite diffusionnel. L'application d'un champ électrique entre les deux électrodes provoque, à leur surface figure (II-4), une réaction d'oxydoréduction. Le courant produit est limité par le renouvellement des réactifs à la surface des électrodes. C'est la mesure de ces intensités limites qui permet de déduire le coefficient de transfert de matière.

Reiss L. P. et Hanratty T. J. (1963) ont ouvert la voie des études locales du transfert de matière réalisées sur des électrodes de petites dimensions rectangulaires ou circulaires. L'intérêt considérable d'une étude locale du gradient pariétal de vitesse et du facteur de frottement fait que cette technique a trouvé par la suite de nombreux adaptes (*Mitchell J. E. et Hanratty T. J. (1966)*; *Cognet G. (1968)*; *Lebouché M., (1968)*, *Son J. S. et Hanratty T. J. (1969)*; *Légrand J. (1983)*; ect...).

Cette technique polarographique est devenue d'un usage courant aussi nous n'en donnerons qu'un bref résumé de son principe et de sa mise en œuvre.

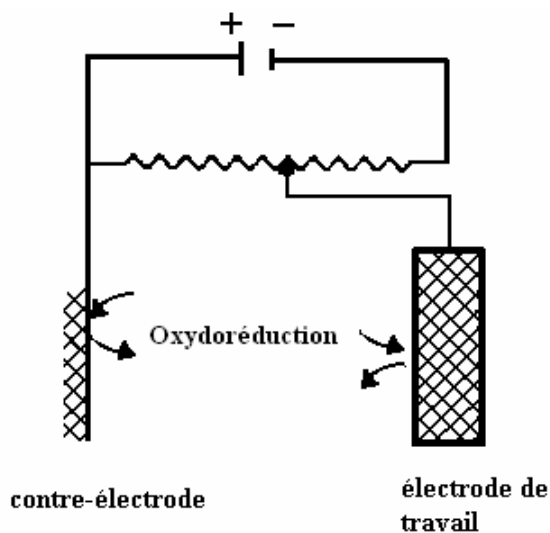


Figure (II-4) : polarisation des sondes polarographiques.

II-2-1. Principe de la méthode

Le principe de cette technique de mesure est basé sur un transfert de masse par un processus de diffusion, sous des conditions bien définies, d'une espèce électroactive au niveau

de l'électrode de travail, au cours d'une réaction électrochimique rapide : réaction d'oxydoréduction de l'ion actif en milieu alcalin :



Le potentiel d'équilibre de la réaction d'oxydoréduction est défini par la relation de Nernst :

$$E_{eq} = E_0 + \frac{R T}{n F} \log \frac{[Ox]_{\infty}}{[Red]_{\infty}} \quad (II-2)$$

En imposant à la surface de l'électrode un potentiel électrochimique E différent de ce potentiel d'équilibre, les concentrations des espèces au niveau de l'électrode vont changer, toujours en accord avec la relation de Nernst. Ce déséquilibre se traduit par le passage d'un courant électrique dû au transfert de charges électriques entre l'électrode et les espèces qui viennent en contact avec celle-ci au cours de la réaction de réduction ou d'oxydation. En présence d'un excès d'électrolyte indifférent, *Hanratty T. J. et coll. (1983)*, ce transfert de charges est dû à la seule diffusion convective ; le courant recueilli ne dépend alors que de champ de vitesse au voisinage de l'électrode.

Pour une microélectrode dont la surface active est située en paroi inerte la concentration en ions est supposée nulle sur l'électrode et constante loin de cette dernière (Fig. II-5).

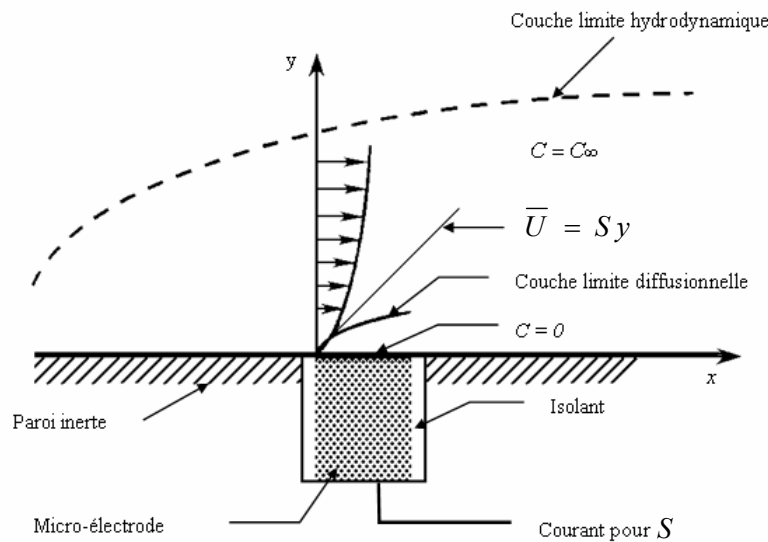


Figure (II-5) : Microélectrode en paroi inerte.

II-2-2. Courant limite de diffusion et gradient pariétal de vitesse

Une théorie développée par *Reiss L. P. et Hanratty T. J. (1963)* (annexe) montre que le coefficient de diffusion k_d et l'intensité I_L du courant limite de diffusion à la surface active d'une microélectrode circulaire de diamètre d_e sont donnés respectivement par :

$$k_d = \frac{I_L}{n F A_e C_\infty} \quad (II-3)$$

$$\text{et } I_L = 0.677 n F C_\infty D^{2/3} d_e^{5/3} S^{1/3} \quad (II-4)$$

Où : S est le gradient pariétal de vitesse, D le coefficient de diffusion moléculaire, F le nombre de Faraday, C_∞ concentration de l'espèce active, et n le nombre d'électrons mis en jeu dans la réaction.

La mesure de I_L permet la détermination de S .

Dans le cas d'un écoulement de fluide newtonien, le gradient pariétal de vitesse est relié à la contrainte de cisaillement, ou tension visqueuse τ , par la loi de Newton :

$$\tau = \mu S \quad \text{où } \mu \text{ est la viscosité dynamique.}$$

D'où :

$$\tau = \left(\frac{I_L}{0.677 n F C_\infty} \right)^3 \frac{I}{D^2 d_e^5} \quad (II-5)$$

Nous pouvons aussi calculer la fraction de l'énergie cinétique $\frac{1}{2} \rho \bar{U}^2$ dissipée sous forme de frottement à la surface de l'électrode :

$$C_f = \frac{\tau}{\frac{1}{2} \rho \bar{U}^2} = \frac{\mu S}{\frac{1}{2} \rho \bar{U}^2} \quad (II-6)$$

II-2-3. Solution électrochimique utilisée

a) Choix du couple électrochimique :

L'emploi de plusieurs couples oxydoréducteurs pour déterminer le coefficient de transfert de matière par la méthode électrochimique a fait l'objet de nombreuses discussions (*Lin C. S. et coll. (1951), Lebouché M. (1968)*). Il apparaît que le couple ferrocyanure de potassium $Fe(CN)_6^{3-}$ et ferricyanure de potassium $Fe(CN)_6^{4-}$ dissous dans de l'eau

distillée est un de ceux qui se prêtent le mieux aux méthodes expérimentales. L'addition d'une base (la soude *NaOH* par exemple) en grande quantité permet d'éviter l'effet de migration des ions au sein de la solution et dont les réactions mises en jeu sont :

Réduction du ferricyanure à l'électrode de travail :



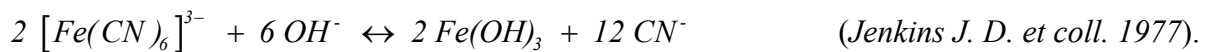
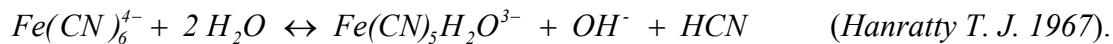
Oxydation du ferrocyanure à la contre électrode :



Le choix de ce couple présente plusieurs avantages :

- rapidité de réaction électrochimique.
- palier de diffusion bien établi.
- la non déformation de la surface de la cathode puisqu'il y a transfert d'un électron seulement pendant la réaction.
- ne modifie pas les conditions hydrodynamiques de l'écoulement.

La solution électrochimique de ferri/ferrocyanure de potassium se dégrade sous l'effet de la lumière selon les réactions suivantes :



La décomposition de l'ion ferricyanure peut contaminer la solution et empoisonner la microélectrode. Pour éviter ces problèmes nous avons couvert le réservoir avec du nylon noir.

Remarque : La réaction employée pour déterminer le coefficient de transfert de matière étant la réaction cathodique, l'anode doit être rendue impolarisable ; c'est à dire que la diffusion ne doit pas limiter l'oxydation anodique de l'ion ferrocyanure. Il faut en effet éviter d'imposer une résistance au transfert sur la cathode. Le critère, pour rendre l'anode impolarisable (Legrand J. 1983) est que le produit de la surface de l'anode, S_a , par la concentration C_a du réducteur (ferrocyanure de potassium) soit 50 à 100 fois supérieur à celui du produit de la surface de cathode S_c par la concentration C_s en ferricyanure de potassium. Soit :

$$\text{Si } S_a = S_c, \quad \text{alors } C_a \geq 50 C_s$$

C'est la condition permettant de fixer les proportions du ferricyanure et du ferrocyanure de potassium dans la solution.

Néanmoins ce couple présente certains inconvénients ; d'une part le ferricyanure de potassium a tendance à s'adsorber sur les parois inertes jusqu'à une certaine saturation entraînant ainsi une diminution de la concentration du ferricyanure de potassium au cours du temps. D'autre part, l'oxygène dissout dans la solution introduit un courant parasite susceptible d'influer sur les mesures. De plus les caractéristiques du fluide utilisé (viscosité, coefficient de diffusion ...) varient sensiblement avec la température.

Pour palier à ces difficultés, nous avons, pour chaque série de mesures, utilisé une solution électrochimique fraîchement préparée. Chacune de ces solutions a été utilisée pendant 48 heures maximum.

b) Propriétés physiques de la solution :

La température de travail choisie est de $20^{\circ}C$ (température du milieu ambiant).

Le fluide utilisé est donc imposé par la technique électrochimique employée. Dans notre cas, il s'agit d'une solution alcaline contenant des ions ferri-ferrocyanure de potassium, de concentration respectivement 5×10^{-3} et $5 \times 10^{-2} \text{ mole/l}$. Pour la soude caustique ($NaOH$), la concentration est de 0.5 mole/l .

La masse volumique de la solution électrochimique à $20^{\circ}C$ est de 1029.99 kg/m^3 obtenue avec un pycnomètre. Le viscosimètre capillaire nous a permis de mesurer la viscosité cinématique ; à cette température elle est de $1.0960 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Enfin, la méthode de l'électrode tournante permet d'obtenir le coefficient de diffusion de l'ion ferricyanure (Levich G. V.1962), il est de $6.566 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$. La composition et les propriétés du fluide utilisé sont représentées sur le tableau (II-2).

Concentration des composants	Propriétés de fluide
Soude : 0.5 mole/l Ferricyanure de potassium : $5 \times 10^{-3} \text{ mole/l}$ Ferrocyanure de potassium : $5 \times 10^{-2} \text{ mole/l}$ Eau déminéralisée	$\rho = 1029.99 \text{ kg/m}^3$ $D = 6.566 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$ $\nu = 1.0960 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ $Sc = \frac{\nu}{D} \approx 1669$

Tableau (II-2) : Composition et propriétés du fluide polarographique.

Chapitre III
Résultats et discussion

RESULTATS ET DISCUSSION

Nous présentons dans ce chapitre les différents résultats relatifs au transfert de matière local d'un jet liquide vertical percutant une surface solide horizontale.

L'influence des paramètres hydrodynamiques et géométriques sur le transfert a été étudiée.

III-1. CONDITIONS D'EXPERIMENTATION

III-1-1. Etalonnage des sondes polarographiques:

a) Polarogrammes :

L'intensité du courant limite est définie par la hauteur du palier que représente la courbe de polarisation $I=f(V)$. Cette courbe appelée polarogramme est obtenue grâce à un balayage du potentiel entre la cathode et l'anode de 0 à $-1,5\text{ V}$ avec un pas de 50 mV .

La figure (III-1) représente la courbe de polarisation pour la septième électrode située à 16cm du centre du jet. A chaque potentiel, on attend la stabilisation du courant. Si on poursuit le balayage jusqu'à la fin du palier, on constate une brusque croissance du courant qui correspond au dégagement d'hydrogène à la cathode.

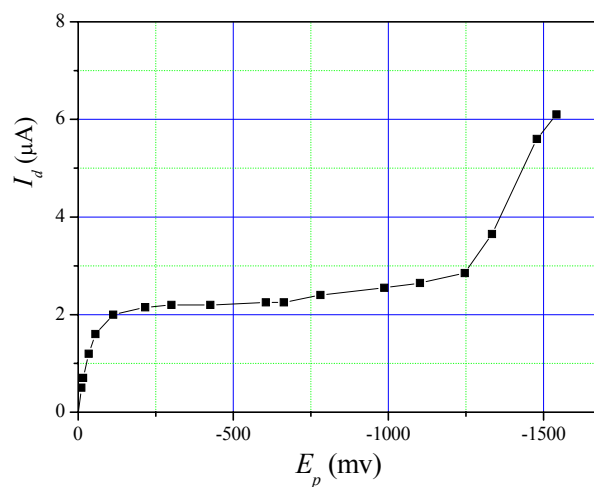


Figure (III-1) : Courant de diffusion en fonction de la tension de polarisation.

Nous avons choisi une tension de polarisation, de l'ordre de -400 mV , au cours de nos expériences, cette valeur se situe dans l'intervalle où le palier de diffusion est bien horizontal.

b) Détermination de la surface active des électrodes :

Pour comparer les valeurs du frottement pariétal mesuré en différents endroits, l'idéal serait de pouvoir travailler avec une seule sonde que l'on déplacerait, ce qu'il n'est pas possible de réaliser dans notre cas. Bien que toutes les sondes utilisées aient été réalisées avec un fil de platine de même diamètre (1 mm), il est évident que chaque sonde présente une surface, un état de surface et un état de collage spécifique, rendant incertaine la comparaison entre les réponses données par chacune d'entre elles.

Dans le but de rendre significative la comparaison entre les mesures obtenues à l'aide de ces sondes nous avons effectué un étalonnage (*Chabounia N. 1987*) fondé sur les deux hypothèses suivantes :

- i. Lorsque la couche de liquide à une épaisseur uniforme, la diffusion moyenne (par rapport au temps) est la même en tout point du plan.
- ii. L'intensité du courant traversant une sonde est fonction de la surface de cette sonde.

Il est à noter que ces hypothèses impliquent un même état de surface des sondes qui sont supposées affleurer parfaitement la surface du plan avec un collage parfait (pas de zone morte).

Moyennant ces hypothèses, nous avons effectué l'étalonnage de la façon suivante :

L'épaisseur de la couche de fluide (solution électrolytique) étant maintenue constante sur toute l'étendue du disque (fluide au repos), nous avons mesuré le courant de diffusion de chacune des onze électrodes. Les intensités obtenues étant très peu différentes les unes des autres nous avons calculé leur moyenne I_m .

A I_m nous avons fait correspondre la section $A = 0,785\text{ mm}^2$ du fil de 1 mm de diamètre utilisé. Le diamètre effectif des autres sondes a été déterminé comme suit : I_n étant le courant traversant la nième électrode, le diamètre effectif d_n de cette sonde est calculé en utilisant la relation :

$$\frac{I_n}{\pi \frac{d_n^2}{4}} = \frac{I_m (A)}{A (m^2)} = \frac{183.2 \times 10^{-6}}{0,785 \times 10^{-6}} = 233.26 \quad (III-1)$$

Dans le tableau (III-1) nous avons représenté la valeur du courant traversant chacune des sondes et le diamètre corrigé correspondant.

sondes	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$I (\mu A)$	196	176	176	168	169.6	180	188	165.6	200	180	216
$d (mm)$	1.03	0.98	0.98	0.96	0.96	0.99	1.01	0.95	1.05	0.99	1.07

Tableau (III-1) : Le diamètre effectif des électrodes.

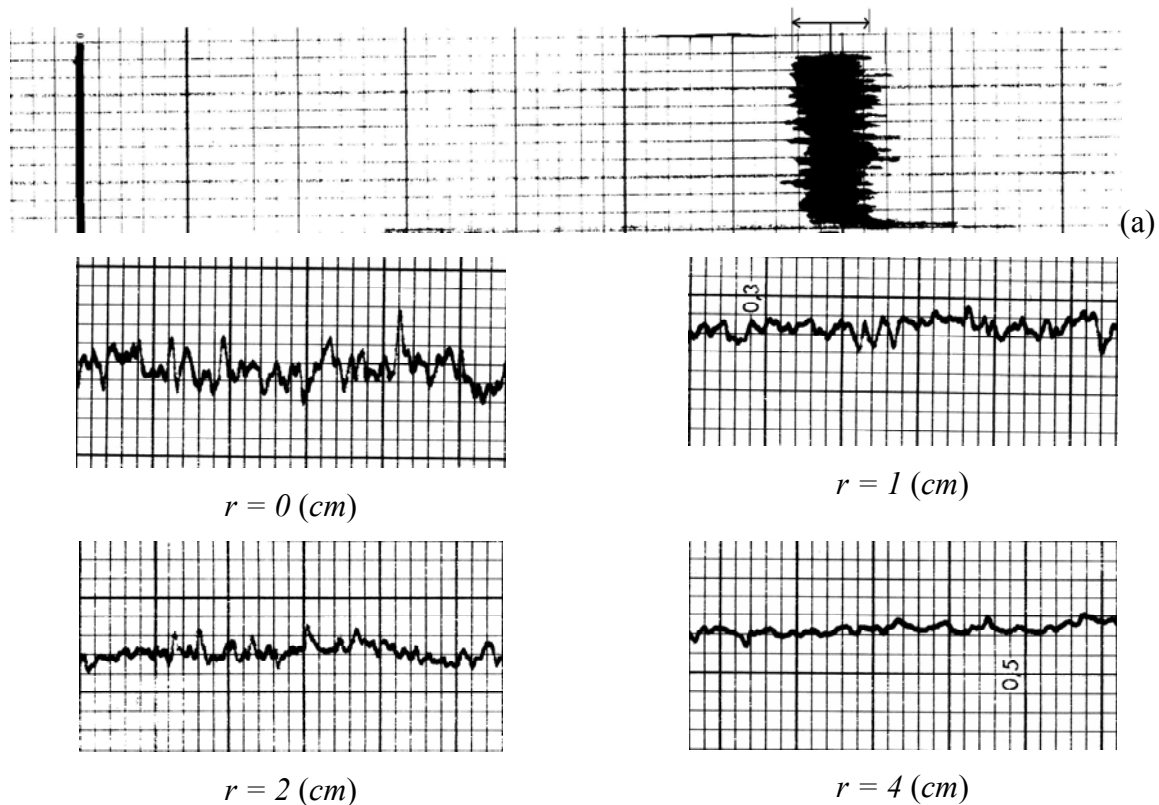
Ce sont ces diamètres ‘corrigés’ que nous avons utilisés dans nos calculs.

c) Détermination de l'intensité du courant de diffusion :

Nous avons enregistré les évolutions au cours du temps du courant de diffusion pour chaque électrode pour un débit donné ($Re=15000$) figure (III-2).

L'analyse de ces courbes montre que l'état de l'écoulement dans les couches de fluide surmontant la couche limite de diffusion à une incidence sur le signal enregistré. Des fortes perturbations sont enregistrées en particulier à la traversée du ressaut; ce qui nous permettra de mieux localiser ce dernier.

Dans la suite nous avons utilisé une moyenne temporelle du courant de diffusion (Fig. III-2-a) calculée sur une plage de temps adaptée.



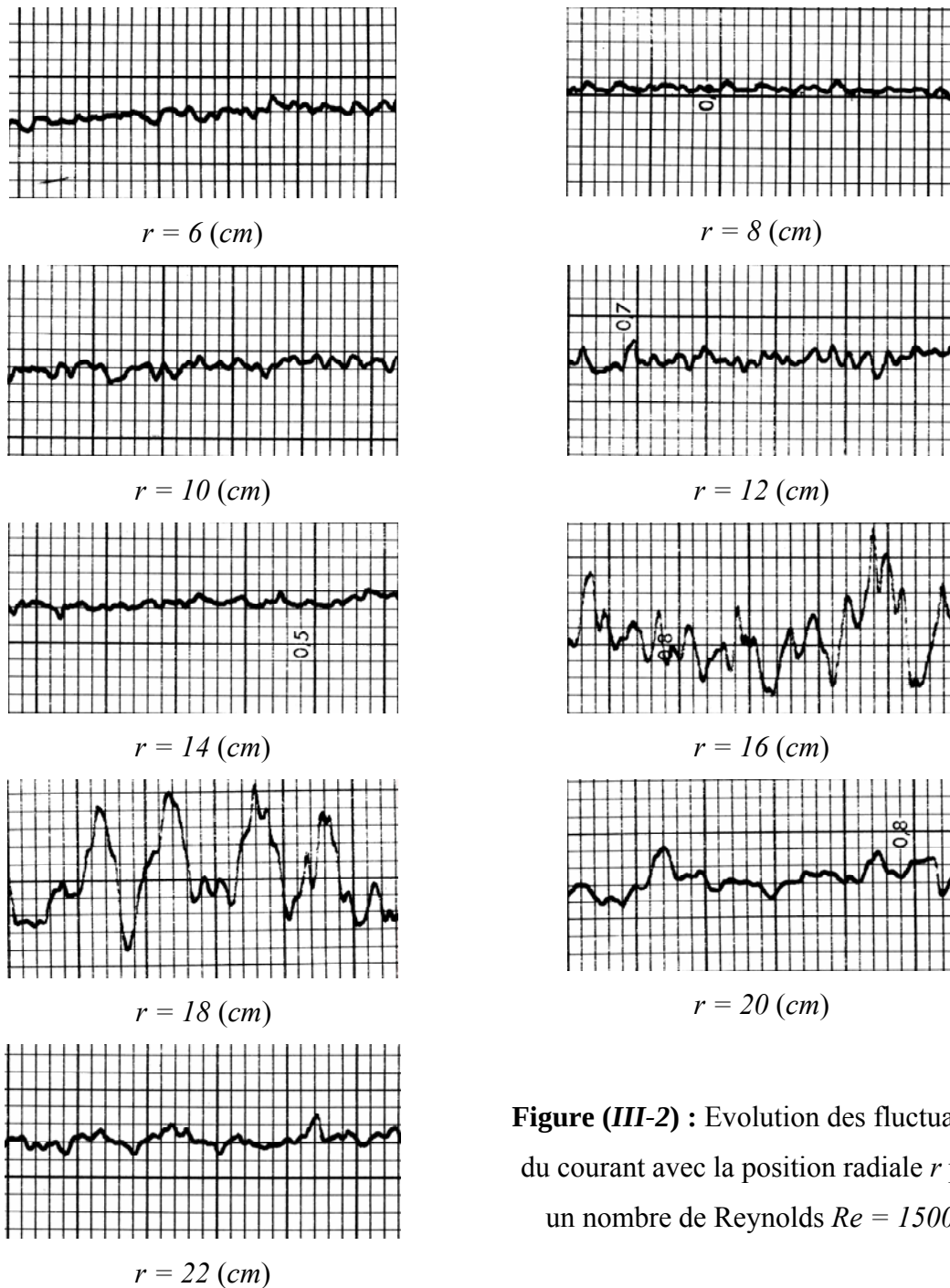


Figure (III-2) : Evolution des fluctuations du courant avec la position radiale r pour un nombre de Reynolds $Re = 15000$.

Sur cette figure (III-2), nous représentons l'évolution qualitative de la fluctuation du courant au cours du temps, ceci caractérise l'état de l'écoulement dans les différentes régions prédéfinies. Nous observons que l'amplitude de la fluctuation dépend fortement de la position de l'électrode. Pour $r = 0 \text{ cm}$ (sur l'axe du jet) l'écoulement est turbulent, l'amplitude des fluctuations est assez importante. En s'éloignant de celui ci, l'amplitude diminue au fur et à mesure jusqu'à la valeur de $r = 14 \text{ cm}$. Ensuite elle augmente rapidement, dans la zone du ressaut et puis diminue encore au delà de celui ci. On constate que l'écoulement dans zone de

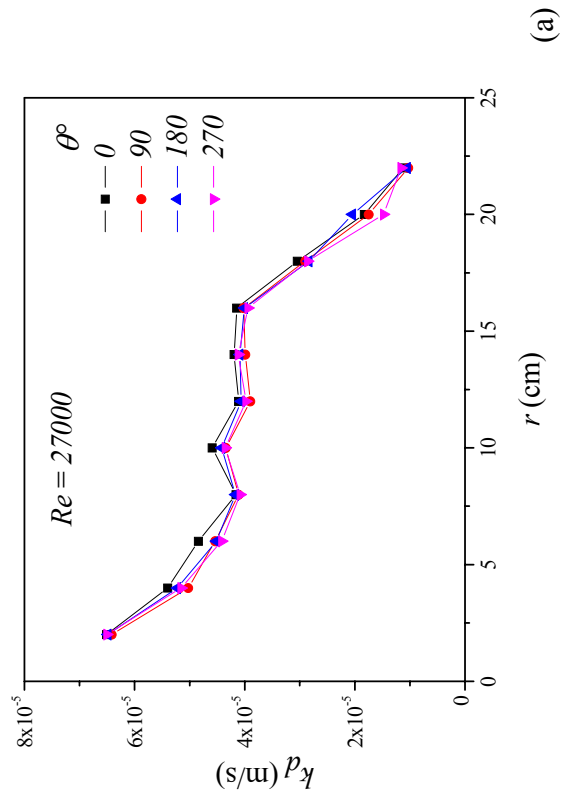
stagnation est turbulent et se relaminarise jusqu'au ressaut où l'écoulement est turbulent. Dans la région fluviale l'écoulement redevient laminaire. Ceci est conforme aux constatations de Bouhade M. (1977).

III-1-2. Axisymétrie de l'écoulement :

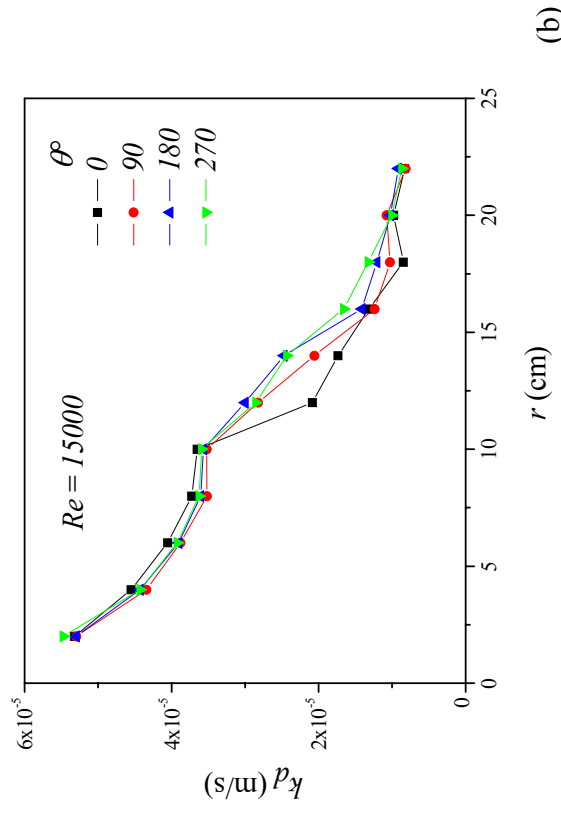
Le jet incident étant bien centré sur l'axe du disque, nous avons mesuré le coefficient de transfert de matière de chaque électrode; l'opération a été répétée en faisant tourner le disque autour de son axe d'un angle de 90° à chaque fois. Sur chacune des figures (III-3) nous avons reporté, pour une valeur fixée du *Reynolds*, l'évolution du coefficient de transfert le long d'un rayon pour les quatre valeurs de θ (0° , 90° , 180° , 270°).

L'examen de ces courbes montre que pour les grands nombres de Reynolds $Re > 18000$ le transfert de matière est le même sur chaque électrode et ceci quelle que soit la valeur de θ . Pour $Re < 18000$, des écarts sont observés, ils correspondent à la zone de ressaut où règne une forte agitation entraînant une grande imprécision des mesures.

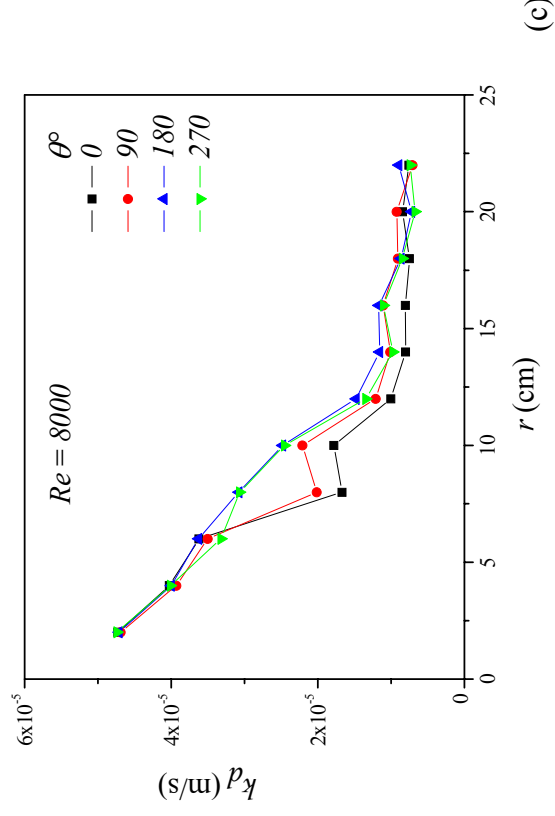
Notons que lorsque Re augmente le ressaut se rapproche de la périphérie du disque et disparaît pour $Re > 18000$ les valeurs du coefficient de transfert sont alors les mêmes pour chacune des valeurs de θ . On peut donc conclure à l'axisymétrie de l'écoulement sur le disque.



(a)



(b)



(c)

Figures (III-3) : Distribution de k_d en fonction de r suivant les rayons pour différentes valeurs de Re .

III-1-3. Incertitudes sur les mesures :

L'évaluation de l'incertitude relative commise sur le frottement pariétal, a été faite à partir de l'équation : (II-5)

D'où :

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = 5 \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta\mu}{\mu} + 2 \frac{\Delta D}{D} + 3 \left(\frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta C}{C} \right) \quad (III-3)$$

Les tensions sont mesurées à l'aide d'un enregistreur avec une précision de $\frac{\Delta V}{V} \leq 0,5 \%$.

La résistance étant connue à 1%, on en déduit une précision de mesure du courant de :

$$\frac{\Delta I}{I} \leq 1,5\%.$$

La mesure de D et de μ a été faite avec suffisamment de précision pour qu'on puisse négliger les erreurs relatives sur ces deux coefficients, ainsi que pour la concentration C.

Pour la détermination de l'incertitude relative sur le diamètre, nous avons utilisé cette

équation $\frac{I}{d^2} = cst$, ce qui donne $\frac{\Delta d}{d} = \frac{1}{2} \frac{\Delta I}{I}$, d'où $\frac{\Delta d}{d} \leq 0,75\%$.

Le report de toutes ces valeurs dans l'équation (III-3) conduit à :

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} \leq 8,25\%$$

III-2. RESULTATS EXPERIMENTAUX :

Le jet étant centré sur l'axe du disque, l'écoulement obtenu est axisymétrique, en conséquence toutes nos mesures ont été effectuées pour une position unique du rayon sur lequel sont implantées les sondes.

Les deux paramètres essentiels du problème sont la hauteur relative du jet $\frac{H}{d}$ et le nombre de Reynolds à la sortie du jet.

Nos expériences ont été conduites pour les plages de valeurs suivantes de ces paramètres :

$$0,5 \leq \frac{H}{d} \leq 15 \text{ et } 8000 \leq Re \leq 27000$$

III-2-1. Position du ressaut :

Les mesures locales dépendant fortement de l'hydrodynamique de l'écoulement dont la structure change brusquement lors du passage du régime torrentiel au régime fluvial, il nous a semblé opportun, de déterminer la position du ressaut lorsque Re et H/d varient.

Pour une valeur donnée de H/d nous avons fait varier Re en mesurant à chaque fois la distance du ressaut par rapport au centre du disque. L'opération a été renouvelée pour plusieurs valeurs de H/d .

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure (III-4) dont l'examen permet les conclusions suivantes :

- L'évolution de la position du ressaut en fonction de Re est peu sensible à la distance buse-disque
- Au fur et à mesure que Re augmente le ressaut s'éloigne du centre. Les dimensions du disque ne permettent plus d'observer de ressaut quand $Re > 35000$.

Notons que cette évolution est conforme à celle décrite par Bouhade M. (1977).

Pour la plage de Re étudiée, la relation reliant la position du ressaut à Re , est de la forme :

$$r_R = 3,27349 + 5,8 E-4 \cdot Re \text{ (cm)}$$

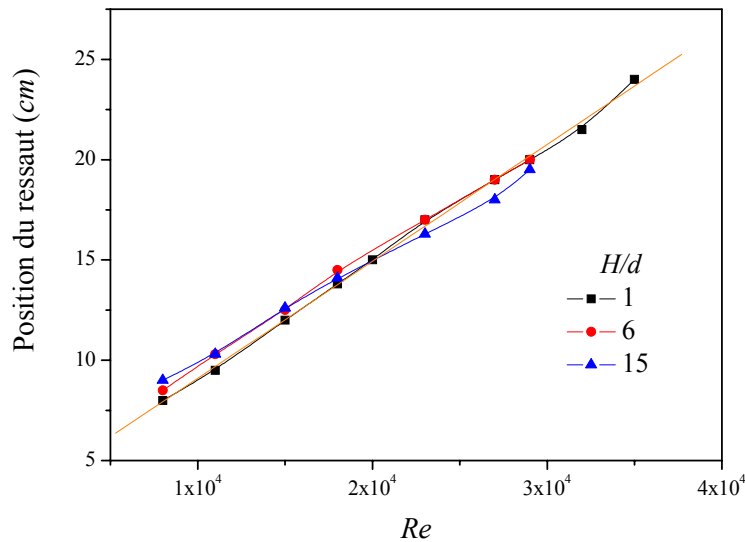


Figure (III-4) : Position radiale du ressaut hydraulique.

III-2-2. Transfert de matière :

Remarque importante : La première microélectrode est à 2 cm du centre du disque, elle est située à l'extérieur de la zone de stagnation pour la gamme de Re étudiée. Les résultats des mesures de transfert exposés ci-après ne concernent donc pas la région de stagnation.

a) Influence du nombre de Reynolds :

Les évolutions du coefficient local de transfert de matière k_d le long d'un rayon sont représentées sur les figures (III-5) pour des nombres de Reynolds variant de 8000 à 27000 et ce pour trois valeurs différentes de $\frac{H}{d}$; ($\frac{H}{d} = 1, 6, \text{ et } 11$).

L'examen de ces courbes montre qu'en tout point du disque, le coefficient de transfert augmente avec le nombre de Reynolds et ce pour les trois valeurs du rapport H/d . Cet accroissement se manifeste aussi bien dans la zone torrentielle que fluviale.

Maximum dans la zone d'impact, le transfert diminue vers l'aval de manière plus ou moins accentuée selon la structure locale de l'écoulement. L'évolution de k_d aux grandes valeurs de Re diffère de celle observée aux faibles valeurs de Re .

En effet à $Re \geq 15000$, dans la région torrentielle on peut y distinguer deux zones : une première où k_d décroît très rapidement et une seconde où le transfert reste quasi stationnaire. La forte décroissance de k_d dénote le passage du ressaut.

Aux valeurs inférieures de Reynolds ($Re = 11000 \text{ et } 8000$), toujours dans la région torrentielle, on ne distingue plus qu'une seule zone où le transfert diminue rapidement. Au passage du ressaut, la décroissance de k_d est encore plus forte.

Dans la zone fluviale le transfert diminue faiblement dans le sens de l'écoulement.

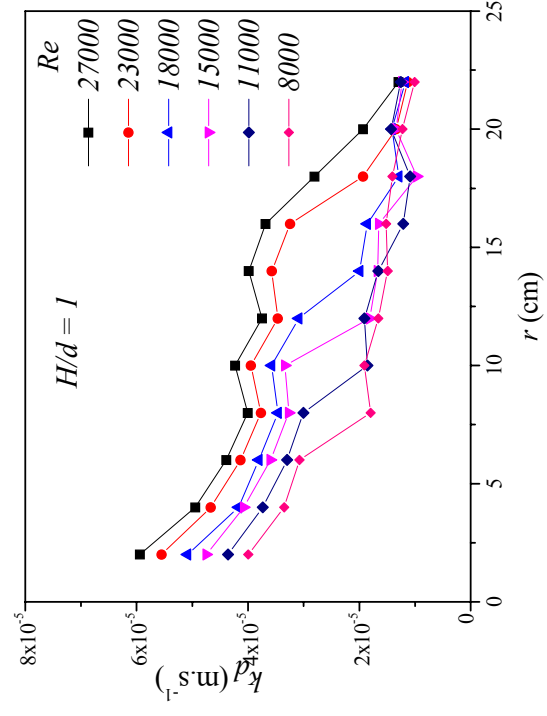
Ces observations vont dans le même sens que celles de Bouhade M. (1977) qui dans la région torrentielle distingue trois zones (cf. § I-3-1) aux grands débits et deux aux faibles valeurs de Re , et propose des profils de vitesse pour chacun des cas.

Pour mieux quantifier ces transferts nous avons représenté pour ($H/d = 1$) (Fig. III-6), l'évolution du nombre de Sherwood local en fonction de Re pour toutes les microélectrodes.

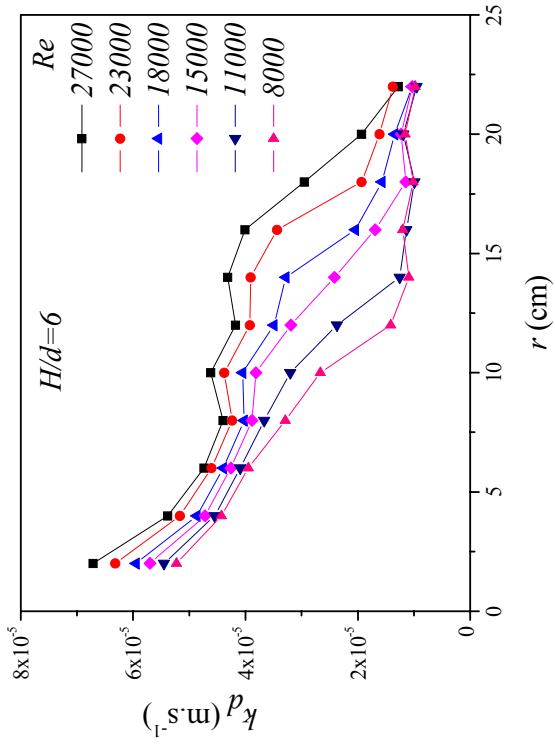
On observe, pour les trois premières sondes ($r/d \leq 5$), une croissance quasi linéaire du transfert avec Re .

Pour les électrodes suivantes un accroissement brutal de Sh se produit pour une valeur Re_r du nombre de Re propre à chacune d'entre elles et correspond à l'apparition du ressaut au niveau de la sonde concernée; Re_r est d'autant plus élevé que la sonde est plus éloignée du centre.

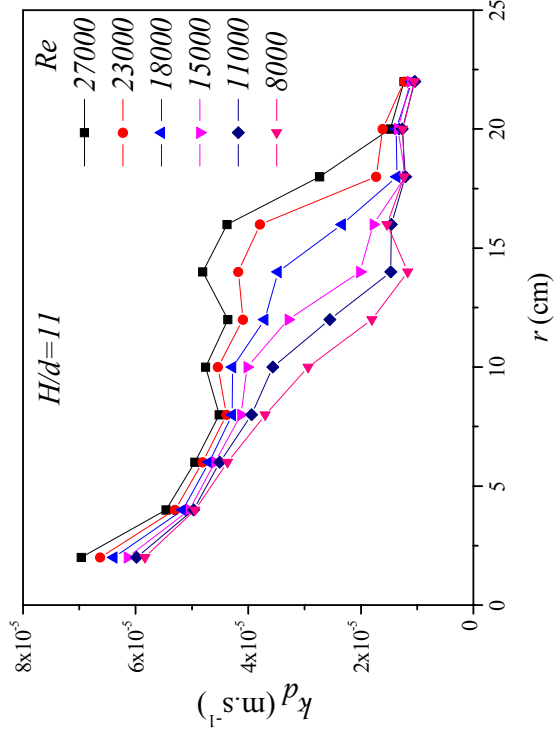
Au fur et à mesure que Re augmente le ressaut s'éloigne du centre; les sondes les unes après les autres passent d'une zone d'écoulement fluvial à une zone d'écoulement torrentiel où le transfert est beaucoup plus important.



(a)

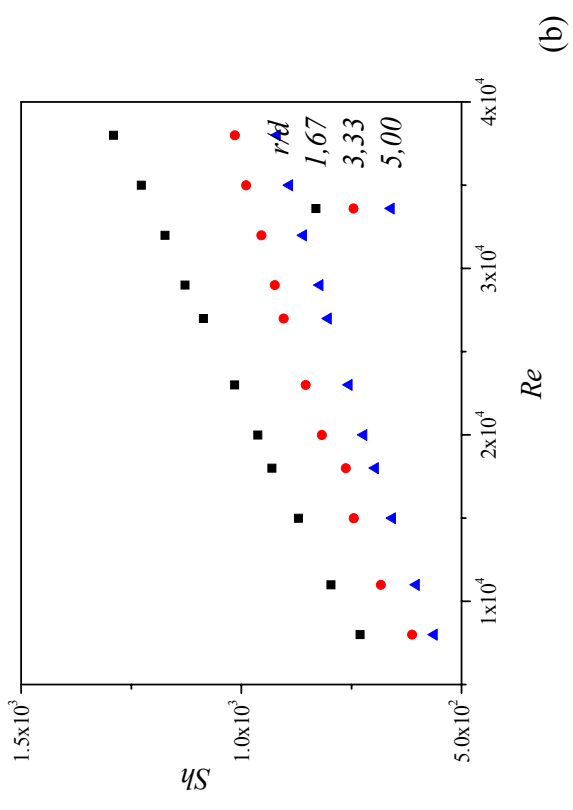
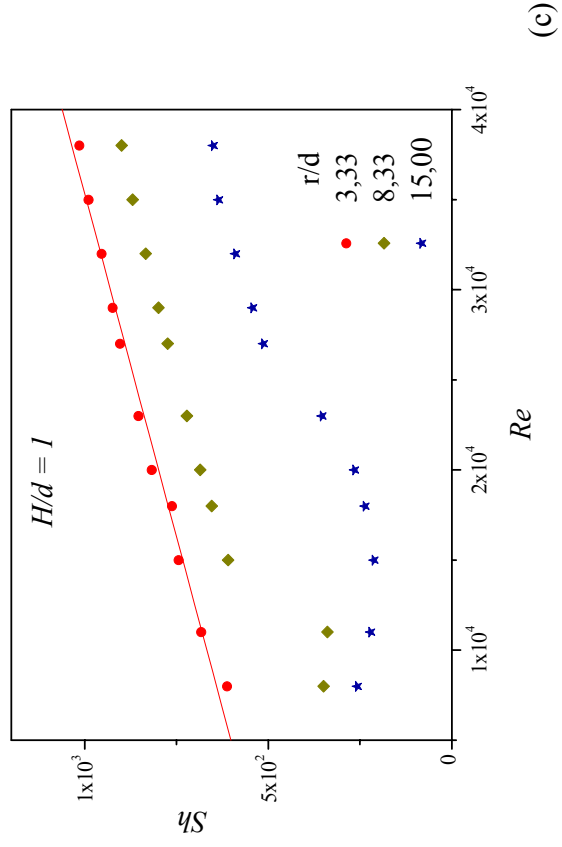
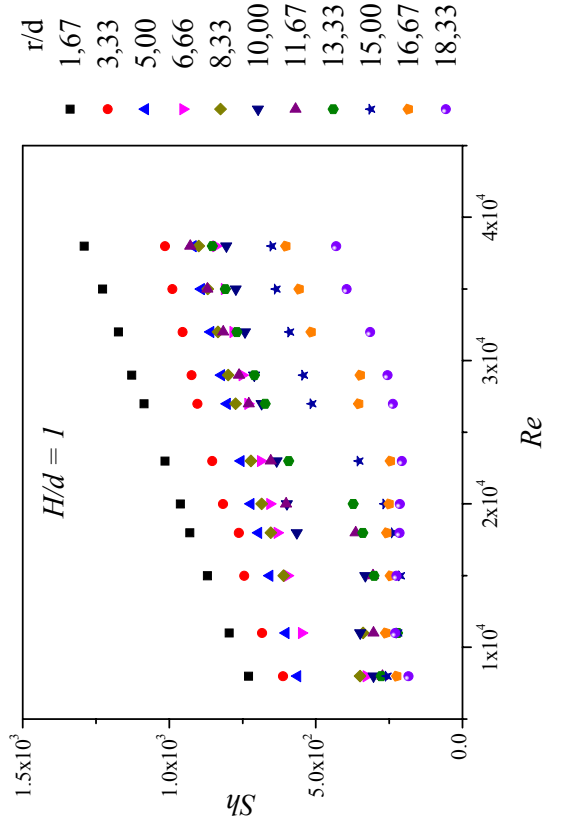


(b)



(c)

Figures (III-5) : Distribution radiale du coefficient de matière k_d .



Figures (III-6) : Nombre de Sherwood en fonction du nombre de Reynolds pour $H/d = 1$.

Sur les trois premières sondes qui restent situées en amont du ressaut même au plus faible débit ($Re=8000$), l'accroissement du transfert local avec Re s'effectue progressivement.

L'évolution du nombre de Sherwood Sh au niveau des trois premières électrodes est représenté sur la figure (III-6b) pour $H/d = 1$.

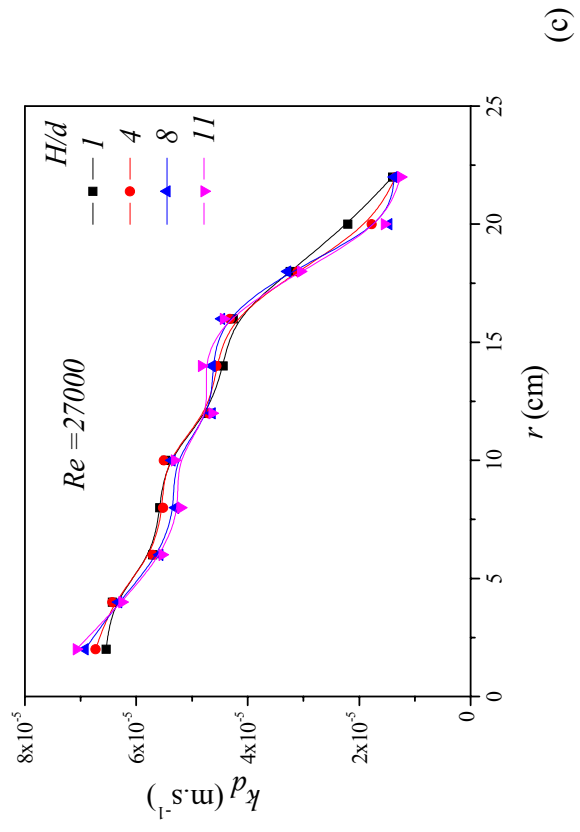
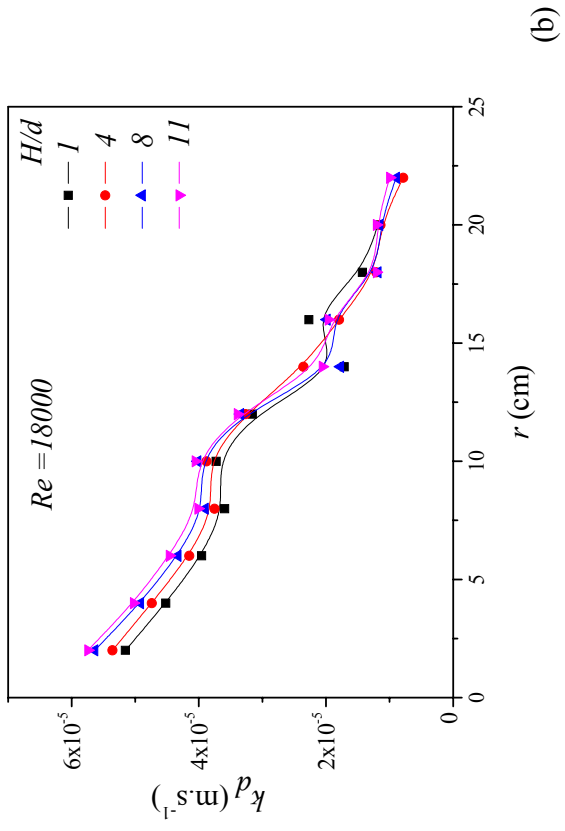
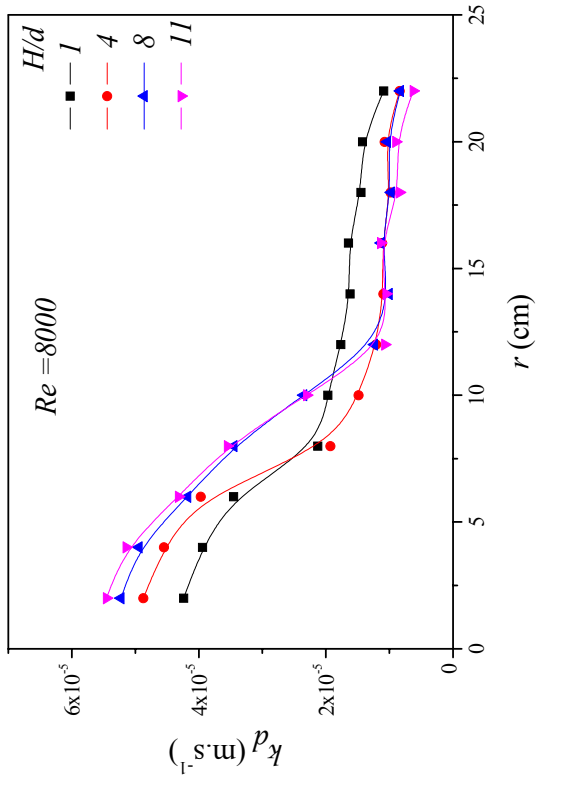
La corrélation $Sh(Re)$ est de la forme suivante : $Sh = 0,013 Re + c(r)$ valable donc dans la région torrentielle.

b) Influence de la hauteur relative du jet :

L'influence de la hauteur relative $\frac{H}{d}$ sur les valeurs locales des coefficients de transfert est illustrée sur les figures (III-7) pour $Re = 8000, 18000$ et 27000 .

On peut observer qu'aux débits élevés, l'évolution du coefficient de transfert local est sensiblement la même pour chacune des valeurs de H/d ; alors que pour les faibles débits ($Re= 8000$) le transfert dépend quelque peu de ce paramètre.

En effet, pour $H/d = 1$ l'évolution de k_d diffère de celles observées pour les autres valeurs de H/d ; cependant cette influence s'estompe très vite quand la distance disque-buse augmente.



Figures (III-7) : Distribution radiale du coefficient de matière k .
Influence de la hauteur relative du jet $\frac{H}{d}$.

III-2-3. Etude de la contrainte de cisaillement :

a) Influence du nombre de Reynolds :

Nous avons vu au chapitre II, que l'électrode en paroi inerte, (dans notre cas la plaque de transfert est en plexiglas), permet la mesure du gradient pariétal de vitesse local S qui est ensuite relié au coefficient de la contrainte de cisaillement pariétal C_f d'après l'équation (II-6).

Les onze électrodes étant alignées le long d'un rayon il est facile de suivre l'évolution de C_f d'amont en aval.

Sur la figure (III-8), nous présentons le C_f en fonction de la distance radiale relative $\frac{r}{d}$, pour

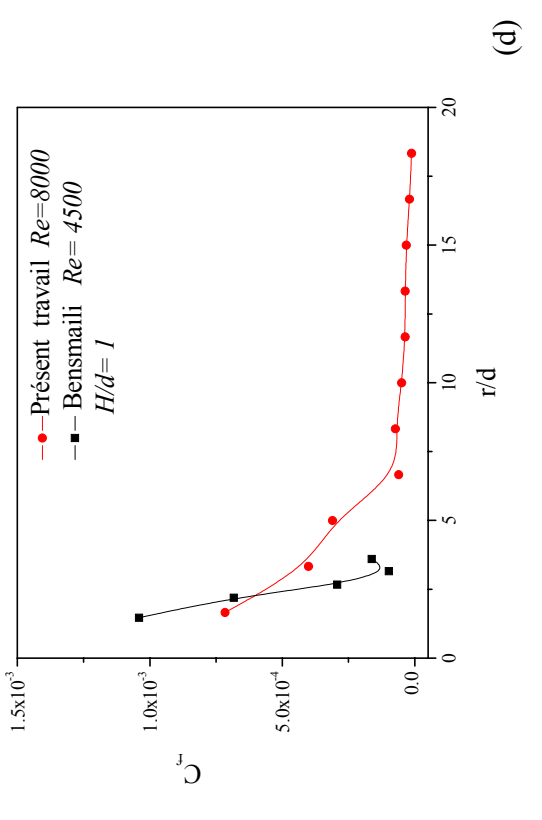
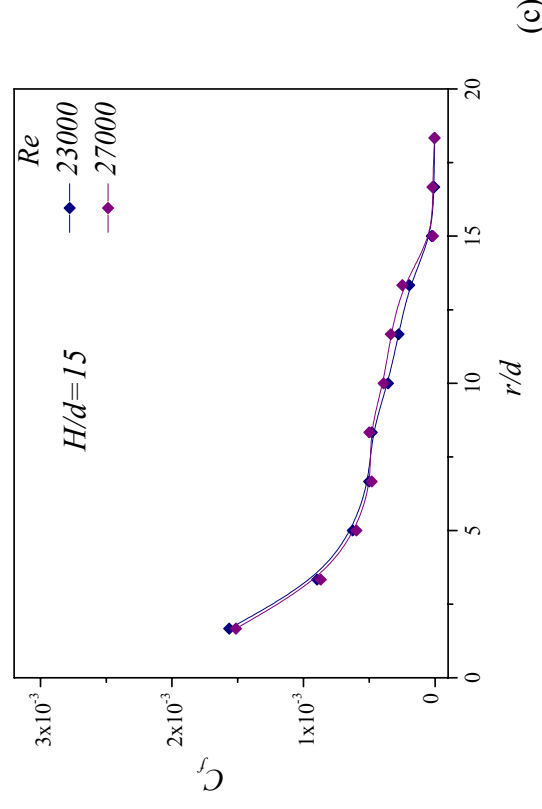
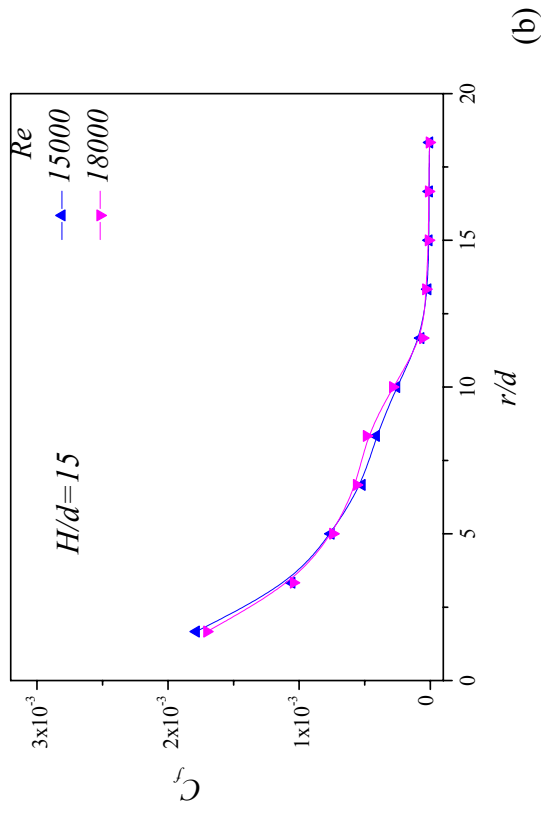
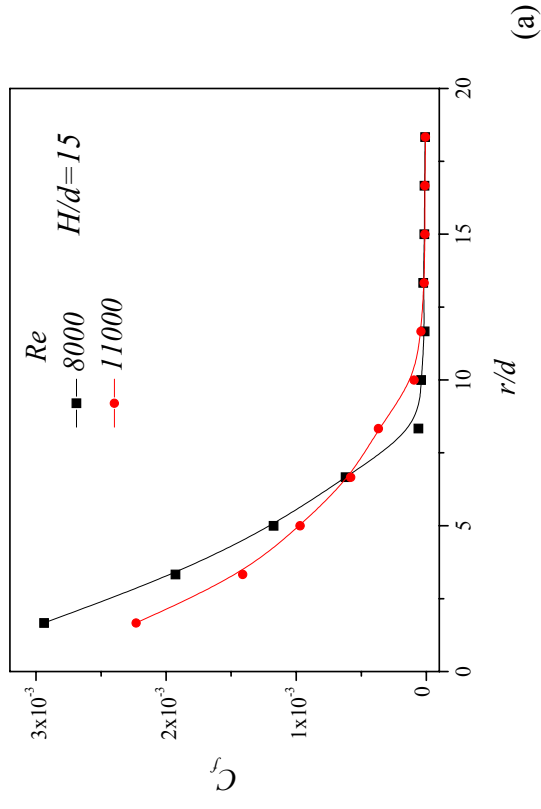
les différentes valeurs de nombre de Reynolds et ceci pour $\frac{H}{d} = 15$.

On observe que pour toute la gamme des nombres de Reynolds, le coefficient de frottement diminue rapidement dans la zone torrentielle et beaucoup plus lentement dans la zone fluviale; dans cette dernière il devient pratiquement constant voir nul.

Cette évolution de C_f est analogue à celle observée dans le cas de l'écoulement d'un fluide visqueux incompressible sur une plaque plane loin du bord d'attaque (Cousteix 1989).

A la traversée du ressaut, le frottement n'est pratiquement pas modifié ; la couche limite de diffusion ne semble pas affectée par l'écoulement extérieur.

Les valeurs de C_f pour $\frac{H}{d} = 1$ sont comparables avec celles obtenues par Bensmaili A. (1992) dans la région ($r/d < 3$) (Fig. III-8-d).



Figures (III-8) : Evolution du coefficient de frottement pariétal en fonction de la distance relative radiale r/d .

Influence du nombre de Reynolds Re .

b) Evaluation de l'épaisseur de la couche de liquide :

La forme du profil des vitesses à la paroi étant directement liée à la valeur du coefficient de frottement pariétal, nous avons essayé à partir des valeurs expérimentales de τ , de déterminer l'épaisseur correspondante de la lame de liquide en y supposant un profil de vitesse semi parabolique ($u = a y^2 + b y + c$) vérifiant les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} y = 0 \Rightarrow \frac{du}{dy} = S \\ y = 0 \Rightarrow u = 0 \\ y = h \Rightarrow \frac{du}{dy} = 0 \end{cases} \quad (III-4)$$

La conservation du débit volumique Q_v s'écrit :

$$Q_v = 2 \pi r \int_0^h u dy \quad (III-5)$$

Compte tenu des équations (III-4), les paramètres a , b et c sont tels que :

$$\begin{cases} b = S = \text{valeurs expérimentales} \\ a = -\frac{S}{2h} \\ c = 0 \end{cases} \quad (III-6)$$

et de l'équation (III-5) on a :

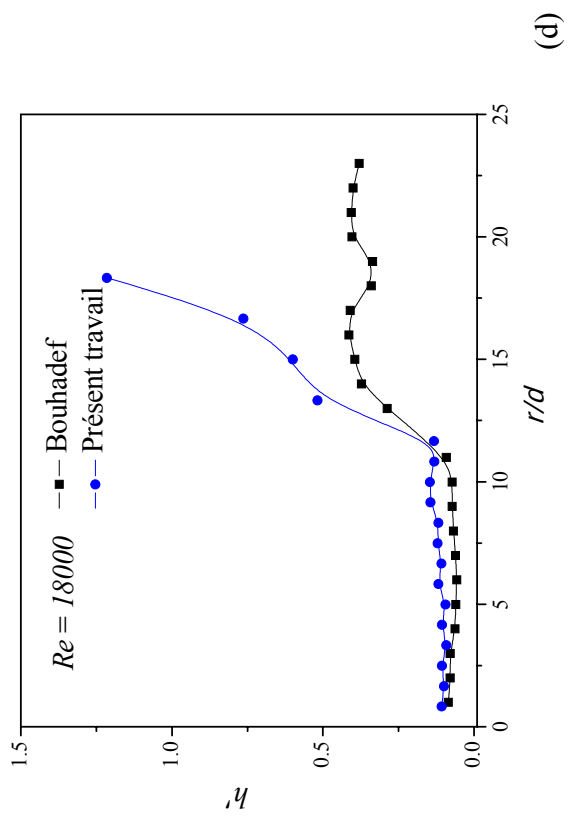
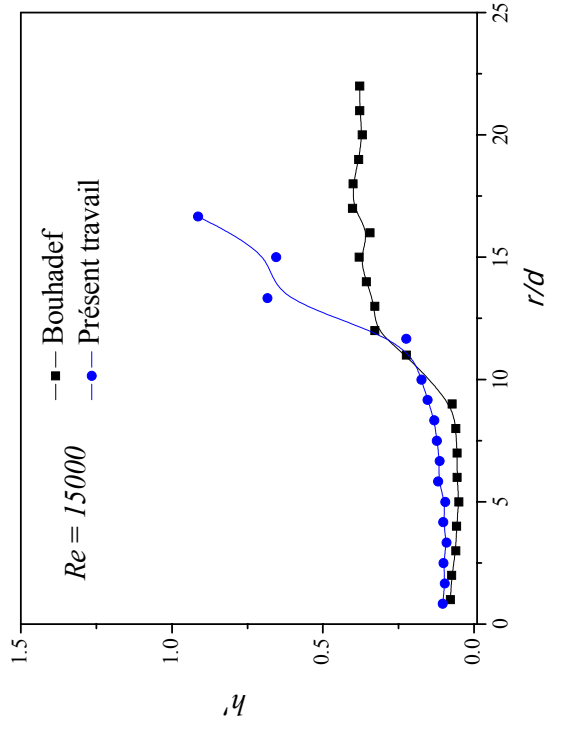
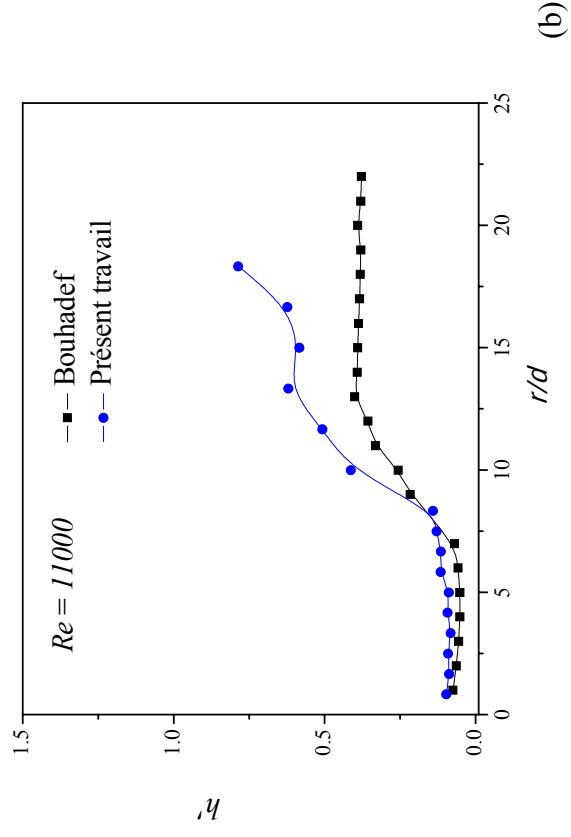
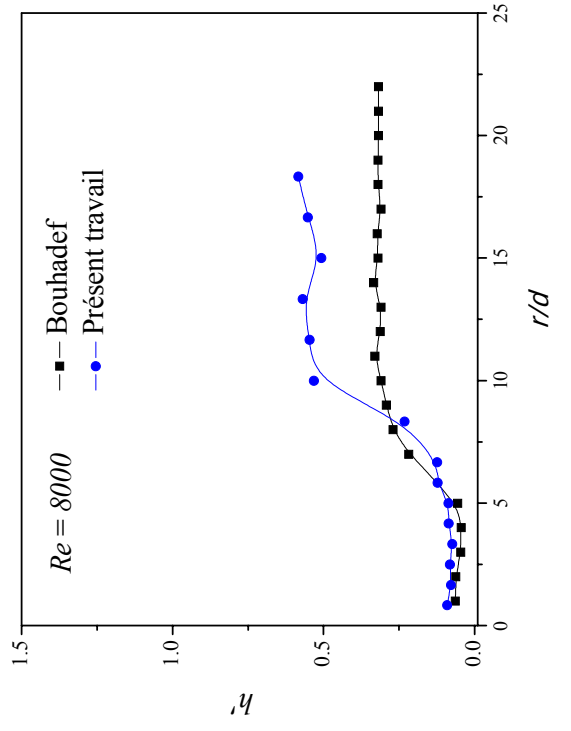
$$h = \sqrt{\frac{3 Q_v}{2 \pi r S}} \quad (III-7)$$

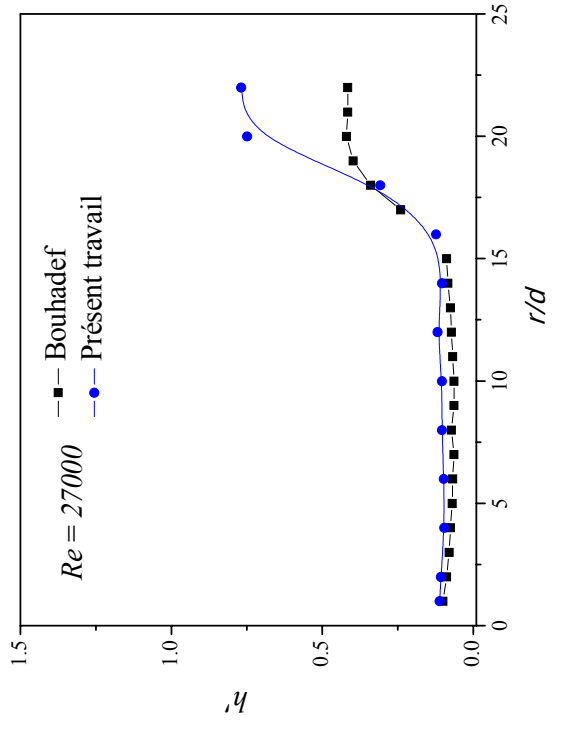
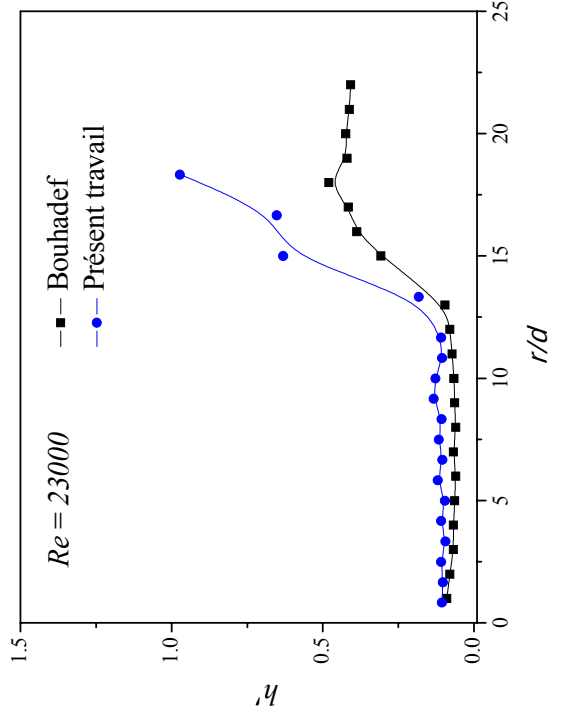
On définit l'épaisseur relative du film liquide :

$$h' = h / d \quad (III-8)$$

L'épaisseur relative du film liquide a été calculée pour six valeurs du nombre de Reynolds comprises entre 8000 et 27000, aussi bien en zone torrentielle qu'en fluviale. Les évolutions de l'épaisseur relative du film liquide sont représentées sur les figures (III-9). De plus nous avons ajouté à ces résultats, les épaisseurs mesurées, à l'aide d'une pointe micrométrique, par Bouhade M. (1977).

Il apparaît que dans la zone torrentielle les épaisseurs sont pratiquement les mêmes aux incertitudes de mesure près. La localisation du ressaut, repérée par le brusque accroissement de l'épaisseur, est identique dans les deux cas. Au-delà du ressaut nos résultats s'éloignent de ce de Bouhade M (1977) ; le profil des vitesses que nous avons proposé ne serait plus adapté dans cette région.





(e)

Figure (III-9): La hauteur du film liquide dans les zones torrentielle et fluviale pour différents nombres de Reynolds

Conclusion Générale

CONCLUSION GÉNÉRALE

Dans le présent travail, l'écoulement résultant de l'interaction entre un jet axisymétrique turbulent de liquide et une plaque plane est étudié expérimentalement au moyen d'une technique électrochimique (polarographie). Cette méthode qui repose sur la relation entre le courant de diffusion traversant une électrode pariétale et le gradient de vitesse au voisinage de la paroi permet une investigation non intrusive très localisée des propriétés hydrodynamiques de l'écoulement. La structure de l'écoulement en particulier au niveau de l'interface liquide solide est appréhendée avec précision par le biais de la mesure de ce courant de diffusion.

Un montage expérimental permettant de faire varier les paramètres essentiels du problème ainsi qu'un système spécifique d'acquisition et de traitement du signal ont été réalisés.

Les mesures ont été conduites pour une large plage de débits ($8000 < Re < 27000$) et pour plusieurs éloignements de la buse par rapport à la plaque.

Nos résultats ont permis en particulier de :

- Vérifier comme indiqué par Bouhade M. (1977), la présence d'un ressaut hydraulique séparant deux zones distinctes ; l'une où l'écoulement est torrentiel la seconde où il est fluvial.
- Déterminer l'évolution des transferts pariétaux le long de la paroi en fonction des paramètres essentiels du problème
- Proposer une corrélation reliant le coefficient local de transfert de matière et le nombre de Reynolds dans la zone torrentielle.
- Fournir un complément d'informations sur la pente des profils de vitesse au niveau de la paroi permettant ainsi d'affiner dans certains cas les profils de vitesses proposés par Bouhade M. (1977).
- Déterminer l'évolution de la position du ressaut en fonction du nombre de Reynolds.

Notons enfin que ce travail offre des perspectives intéressantes de développement parmi lesquelles nous citerons :

L'étude de l'influence du taux de turbulence du jet incident sur les transferts à l'interface liquide-paroi.

L'évaluation du transfert global dans la région torrentielle et surtout dans la région fluviale pour la quelle aucun résultat n'est disponible à travers la littérature.

L'étude de l'influence de la forme de section de l'injecteur.

La modélisation de cet écoulement et la mise au point d'un code de calcul.

Références Bibliographiques

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- ALKIRE R. C. et JEH-BECK. J., "The effect of an impinging fluid jet on mass transfer and current distribution in a circular through-hole", J. Electrochem. Soc., (May 1987).
- AROUS née MADI F., "Etude de l'interaction d'un jet d'air turbulent axisymétrique et d'une cavité cylindrique disposée de façon asymétrique". , Thèse de Magister, Mécanique des Fluides, USTHB Alger, janvier (1990).
- BELTAOS S. RAJARATNAM N. et ASCE M., "Impinging circular turbulent jets", ASME J. Of Hydraulics Division, Vol. 100, p. 1313-1327, (1974).
- BENAISSA A., "Contribution à l'étude de l'évolution d'un jet d'air à symétrie axiale dans une cavité cylindrique", Thèse de Magister, Mécanique des Fluides, USTHB, Alger, Sept. (1985).
- BENAYAD S., "Contribution à l'étude des transferts turbulents : Cas du jet co-courant et du réacteur agité", Thèse de Doctorat d'état, (USTHB) Alger, (2000).
- BENHARKET D., "Etude du transfert de matière et de l'hydrodynamique dans un réacteur à jet opposés", Thèse de Magister, USTHB Alger, (1997).
- BENSMAILI A. et COEURET F., "Transfert de matière entre un jet liquide et des disques circulaires", Int. J. Heat Transfer, 33, 12 (1990).
- BENSMAILI A., "Transfert de matière entre des surfaces et des jets liquides", Thèse de Doctorat d'état, Alger (1992).
- BOUHADEF M., "contribution à l'étude des écoulements radiaux divergents en couche mince en présence d'une surface libre", Thèse Docteur ès Sciences Physiques (Février 1977).
- BRADSHAW P. et LOVE E. M., "The normal impingement of a circular air jet over a flat surface", R & M N° 3205, Aero Research Council, England, (1961).
- CHABONIA N. "Ecoulement de ruissellement, étude de la zone d'entrée", Thèse de Magister, U.S.T.H.B. Alger (1987).

- CHANCE L., "Experimental investigation of air impingement heat transfer under an array of round jet", Tappi, 57, 108, (1974).
- CHIN D. T. et HSUEH K. L., "An analysis using the Chilton-Colburn analogy of mass transfer to a flat surface from an unsubmerged impinging jet", Electrochimica Acta. Vol. 31, N° 5. pp. 561-564, (1986).
- CHIN D. T. et TSANG H., "Mass transfer to an impinging jet electrode", J. Electrochem. Soc., 125, 9, 1461, (1978).
- COEURET F. et STORCK A., "Eléments de génie électrochimique", Edition Lavoisier TEC et DOC, Paris (1984).
- COEURET F., "Transfert de matière lors de l'impact normal de jet liquides circulaires immergés", Chem. Eng. Sci., Vol. 30, pp. 1257, (1975).
- COGNET G. "Contribution à l'étude de l'écoulement de Couette par la méthode polarographique", Thèse de Doctorat, Nancy, (1968).
- COUSTEIX J., "Turbulence et couche limite", CEPADUES Editions, (1989).
- DAWSON D. A. et TRASS O., "Mass transfer in a turbulent radial wall jet", Can. J. Chem. Eng. 44, 121 (1966).
- DONALDSON C. D. et SNEDEKER R. S., "A study of free jet impingement. Part1. Mean properties of free and impinging jets", vol. 45, part 2, pp. 281-319, (1971).
- GHUMEIN W. et MESSIKH R., "Etude et réalisation d'un convertisseur courant tension avec carte d'acquisition de données", P. F. E., U.S.T.H.B. promotion (1999/2000).
- GIRALT F. et TRASS O., "Mass transfer from crystalline surfaces in a turbulent impinging jet. Part 2: Erosion and diffusionnel transfer", Can. J. Chem. Eng., Vol. 54, pp. 148-155, (1976).
- GLAURET M. B., "The impact of an axisymetric jet onto a normal ground", The Aeronautical Quarterly, Vol. 23, pp 141, (1972).
- HANRATTY T. J. et CAMPBELL J. A., "Measurement of wall shear stress", Publie dans Fluid Mechanisms Measurement, R. J. Golstein, Hemisphere Publishing Corporation, (1983).
- HANRATTY T. J., "study of turbulence close to a solid wall", Phys. Fluids Supp. 5126-5133, (1967).
- HSUEH K. L. et CHIN D. T., "Mass transfer of a submerged jet impinging on a cylindrical surface", J. Electrochem. Soc. Vol. 133, pp. 1845-1850, (1986).

JENKINS J. D. et GAY B., "Experience in the use of the ferri-ferrocyanide redox couple for the determination of transfer coefficients in models in shell and tube heat exchangers", Euromech. 90 Proc., Seccion IIIa, 1-20, (1977).

KADEM N., "Modélisation numérique d'un jet rond turbulent frappant perpendiculairement une paroi", Thèse de Magister, Mécanique des Fluides, USTHB, Alger, Sept. (1999).

KATAOKA K., KAMIYAKA Y., Hashimoto S. et Komai T., "Mass transfer between a plane surface and an impinging turbulent jet: the influence of surface pressure fluctuation", J. Fluid. Mech, 119, 91 (1982).

KATAOKA K., KOMAI T., NAKAMURA G., "Enhancement mechanism of mass transfer in a turbulent impinging jet for high Schmidt numbers", ASME, Tec. Division, (1979).

LEBOUCHE M., "contribution à l'étude des mouvements turbulent des liquides par la méthode polarographique", Thèse de Doctorat es-sciences, Nancy (1968).

LEGRAND J., "Mise en oeuvre des écoulements de Taylor-Couette-Poiseuille et de ruissellements plan dans les réacteurs électrochimiques de conception nouvelle", Thèse Docteur es-science, Série B. N° d'ordre 377, N° Série 216, Juin (1983).

LEVICH V. G., "Physicochemical hydrodynamics", Prentice Hall. Englewoods Cliffs. (1962).

LIN C. S., DEUTON E. D., GASKILI H.S., et PUTNAM G. L., "Diffusion controlled reactions", Ing. Eng. Chem., 43, 2136 (1951).

MASLIAH J. H. et Nguyen T. T., "Experimental study of mass transfer due to an impinging rectangular jet", Can. J. Chem. Eng., Vol. 55, pp. 156-160, (1977).

MATAOUI A., "Etude de l'interaction d'un jet plan turbulent avec une cavité de section rectangulaire disposée de façon asymétrique", Thèse de Magister, Mécanique des Fluides, USTHB Alger, mars (1988).

MITCHELL J. E. et HANRATTY T. J., "A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear stress meter", J. Fluid Mech., vol. 26, part I, pp. 199-221 (1966).

NAKATOYAWA T. et NISHIWAKI N., "Heat transfer of round turbulent jet impinging normally on flat plat", Proc. 4th Int. Heat Transfer conf., vol. II FC 5-2, Edited by U. Grigull (1972).

NANZER J. O., DONIZEAU A. et COEURT F., "Overall mass transfer between electrodes and normal impinging submerged multi jets of electrolyte", J. Appl. Electrochem., 14, 51, (1987).

- PAMADI B. N. et BELOV I. A., "A note on the heat transfer characteristics of a circular impinging jet", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 123, N° 26, pp. 783-787, (1980).
- RAO V. V. et TRANS O., "Mass transfer from a flat surface to an impinging turbulent jet", *Can. J. Chem. Eng.*, Vol. 42, pp. 95-99, (1964).
- REISS L. P. et HANRATTY T. J., "An experimental study of the unsteady nature of the viscous sublayer", *AICChJ.*, vol. 8, N° 2, pp. 154-160, (1963).
- SHOW J. P., J. MATIEU et D. JEANDEL, "Théorie des jets", 10^{ème} journée internationale de l'I. F. C. E., tirage et dispersion des fumées, Ecole Centrale Lyonnaise, (1975).
- SON J. S. et HANRATTY T. J., "Velocity gradient at the wall for flow around a cylinder at Reynolds number from 5×10^3 to 10^5 ", *J. Fluid Mech.*, vol. 35, Part. 2, pp. 353-368, (1969).
- SUBBA RAO B., KRISHNA M. S., et JAGANNADHA RAJU G. J. V., "Ionic mass transfer with submerged jets-I", *Periodica Polytechnica Chem. Eng. (Budapest)*, Vol. 17, pp. 185-195 (1973).
- TANI I. et KAMATSU Y., *Proceedings of the 11th Int. Congress of Applied Mechanics*, H. Görtler Editor, 672-676, Springer Verlag (1966).
- TRUPEL T., "Über die einwirkung luftshles anf die umgebende luft", *Z. Gess. Turb* 6 (6) (1915).
- YAMADA J. et MATSUDA H., "Limiting diffusion currents in hydrodynamic voltammetry", *Electronal. Chem. Interfacial, Electroche.* Vol. 44, pp. 189-198, (1977).

Annexe

ANNEXE

Mode de transfert de matière :

Le transfert de matière c'est à dire le mouvement de matière d'un point à un autre de la solution résulte des différences de potentiel électrique ou chimique entre ces points, ou du mouvement d'un élément de volume de la solution dans une cellule d'électrolyte.

Le passage du courant résulte de la présence des espèces ioniques chargées positivement (cations) ou négativement (anions) dont les transferts sont assurés par des mécanismes usuels de transfert de matière.

Le flux de matière $\vec{J}$ est contrôlé par trois phénomènes qui sont décrits par l'équation :

$$\vec{J} = -D \overrightarrow{\text{grad}} C - C W_m \overrightarrow{\text{grad}} E_v + C \vec{U} \quad (1)$$

avec : D : coefficient de diffusion.

W_m : la mobilité de l'espèce active ($W_m = \frac{n F D}{R T}$).

C : concentration de l'espèce active

E_v : le potentiel électrique imposé.

U : la vitesse de l'écoulement.

$-D \overrightarrow{\text{grad}} C$: terme de diffusion moléculaire dû au gradient de concentration de l'espèce active, sensible surtout au voisinage de l'électrode.

$-C W_m \overrightarrow{\text{grad}} E_v$: terme de migration de l'espèce active sous l'effet du champ électrique résultant de la polarisation de l'électrode.

$C \vec{U}$: terme convectif de matière vers l'électrode dû à la présence d'un écoulement.

Afin de ne pas limiter le courant qui traverse la cellule, il est indispensable de rendre la contre électrode impolarisable (potentiel sensiblement constant), en la choisissant de grande surface par rapport à l'électrode de travail ou bien en choisissant de travailler avec une concentration suffisamment grande des ions réagissant à la contre électrode (Hanratty et Campbell 1983).

Par ailleurs, si l'on ajoute un électrolyte support, la conductivité de la solution devient assez importante et la migration des ions réagissant aux électrodes devient négligeable. Le phénomène de convection est aussi négligeable puisque la vitesse de l'électrolyte est nulle à la surface de l'électrode.

Dans ces conditions, le flux de matière ne dépendra que de la diffusion moléculaire due au gradient de concentration à la surface de l'électrode et l'équation (1) se réduit à :

$$\vec{J}\Big|_{y=0} = -D \frac{\partial C}{\partial z}\Big|_{y=0} \quad (2)$$

Si l'on admet la théorie de Nernst (*model du film*) c'est à dire que le gradient de concentration est constant dans la couche limite de diffusion d'épaisseur δ_d , et en désignant par $k_d = \frac{D}{\delta_d}$

le coefficient de transfert de matière, l'équation (2) s'intègre sous la forme :

$$J = \frac{D}{\delta_d} (C_0 - C_\infty) = k_d (C_0 - C_\infty) \quad (3)$$

où C_0 et C_∞ sont respectivement les concentrations de l'espèce active à l'électrode et au sein de la solution.

La densité de courant à l'électrode i , est reliée à la densité de flux J par :

$$i = n F J = n F k_d (C_0 - C_\infty) \quad (4)$$

Considérons maintenant l'évolution du profil de concentration. Lorsque l'on accroît la tension aux bornes de la cellule d'électrolyse, la densité de courant croît, donc la concentration C_0 diminue. Pour une réaction électrochimique de cinétique assez rapide, cette concentration C_0 peut devenir nulle. On a alors atteint la densité de courant limite I_l pour laquelle le processus électrochimique est limité par la vitesse de diffusion de l'espèce électroactive au travers de la couche limite diffusionnelle (*Fig. 1*).

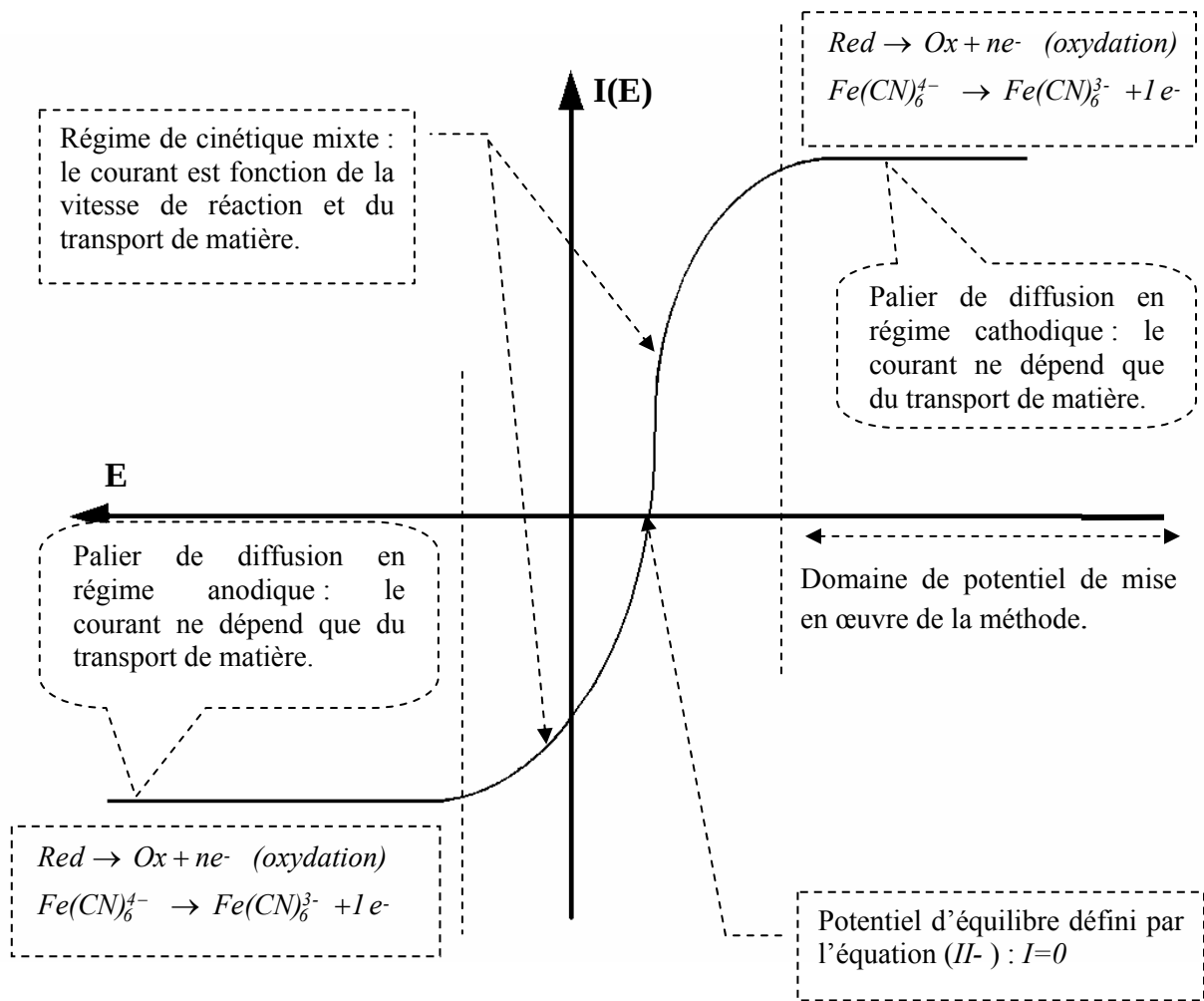


Figure (1) : Courbe type donnant l'intensité du courant en fonction du potentiel imposé

La mesure de l'intensité limite I_l permet alors de déterminer le coefficient de transfert de matière k selon :

$$I_l = n F k_d A_e C_\infty \quad (5)$$

A_e : surface active de l'électrode de transfert.

On obtient l'expression du coefficient de transfert de matière :

$$k_d = \frac{I_l}{n F A_e C_\infty} \quad (6)$$

Détermination du gradient pariétal de vitesse moyen et la contrainte de cisaillement :

Le transfert de matière instantané est relié au champ de vitesse par l'équation de diffusion-convection :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U_j (\nabla_j C) = D (\Delta C) \quad (7)$$

avec U_j : composante du vecteur vitesse instantané au-dessus de l'électrode.

Dans le d'un écoulement bidimensionnel et pour le régime stationnaire, l'équation (7) devient :

$$U_x \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + U_y \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} \right) \quad (8)$$

avec U_x composante axiale et U_y composante normal de la vitesse relative du fluide par rapport à la surface.

$\bar{C}$: la concentration moyenne de la solution.

D : coefficient de diffusion moléculaire.

L'épaisseur de la couche limite diffusionnelle est assez petite par rapport à la longueur de l'électrode, la diffusion dans la direction de l'écoulement principal est négligeable comparée à

la direction normale à la surface de l'électrode, d'où $\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2}$.

Les travaux de Ling ont montré, pour une électrode rectangulaire, que la diffusion axiale est négligeable devant la diffusion perpendiculaire à la paroi, quand la longueur L d'une micro-électrode rectangulaire, vérifie l'inégalité suivante :

$$\frac{SL}{D} \geq 5000 \quad (9)$$

S : le gradient pariétal de vitesse.

Reiss et Hanraty montre qu'une microélectrode circulaire de diamètre d_e donne le même flux stationnaire que celui donné par une cathode rectangulaire dont la largeur est $L = 0.82 d_e$.

d'où pour une électrode circulaire :

$$\frac{S d_e}{D} \geq 4100 \quad (10)$$

Compte tenu des hypothèses présentées ci-dessus, l'équation de convection-diffusion (8) simplifiée devient :

$$U_x \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = D \left(\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} \right) \quad (11)$$

Les conditions aux limites sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} C = \bar{C} = C_{\infty} \text{ au sein du liquide en mouvement et loin de l'électrode.} \\ C = 0 \text{ à la surface de l'électrode.} \\ \frac{\partial C}{\partial y} = 0 \text{ sur la paroi inerte.} \end{array} \right.$$

De plus, en tenant compte du fait que l'épaisseur de la couche limite massique est faible devant celle de la couche hydrodynamique (grand nombre de Schmidt $Sc = \frac{\nu}{D} \gg 1$), la sous-couche visqueuse a des propriétés linéaires (Fig.II-4) qui permettent d'écrire :

$$U_x = Sy \quad (12)$$

Ceci permet de définir S comme étant le gradient pariétal de vitesse longitudinale :

$$S = \left(\frac{\partial U_x}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (13)$$

l'équation (11) devient

$$Sy \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = D \left(\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} \right) \quad (14)$$

La résolution de cette équation pour une micro-électrode circulaire, effectuée par Reiss et Hanratty, donne :

$$k_d = 0,862 \left(\frac{D^2 S}{d_e} \right)^{1/3} \quad (15)$$

En combinant les équations (5) et (15)

$$I_L = 0.677 n F C_{\infty} D^{2/3} d_e^{5/3} S^{1/3} \quad (16)$$

La valeur du gradient pariétal de vitesse moyen peut alors être extrait de cette équation.