

DAPNIA/STCM 98-1001

Thèse soutenue le
30 avril 1998

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES ECOULEMENTS
VERTICAUX D'HELIUM DIPHASIQUE

Laurence AUGYROND

DAPNIA

THÈSE de DOCTORAT de L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : Mécanique-Énergétique

présentée par

Laurence Augyron

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse

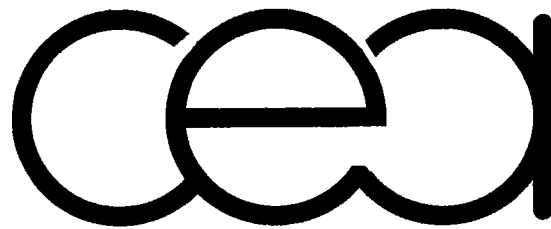
**CONTRIBUTION À L'ÉTUDE
DES ÉCOULEMENTS VERTICAUX D'HÉLIUM DIPHASIQUE**

soutenue le 30 Avril 1998

devant le jury composé de :

Jean Bataille	Rapporteur et Président
Philippe Bredy	Examineur
Maurice Xavier François	Directeur
Renée Gatignol	Examineur
Yves Laumond	Examineur
Daniel Lhuilier	Examineur
François Lusseyran	Rapporteur

Cette thèse a été effectuée au



COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE
Service Technique de Cryogénie et de Magnétisme

DAPNIA/STCM, CEA/Saclay, F-91191 GIF-SUR-YVETTE CEDEX

en collaboration avec



G E C A L S T H O M

P.G.D.
Département Électronique Avancée, Belfort

Avant-propos

Cette thèse a été effectuée au Commissariat à l'Energie Atomique, au centre de Saclay, dans le Service des Techniques de Cryogénie et de Magnétisme (STCM). Je tiens à remercier les responsables successifs de ce service MM. Perot et Jacquemet pour m'avoir accueillie et permise de réaliser cette étude.

Ce travail s'est déroulé en collaboration avec GEC ALSTHOM. J'exprime ma reconnaissance à M. Y. Laumond du Département Électronique Avancée de GEC ALSTHOM pour la confiance qu'il m'a accordée.

L'accomplissement de ce travail n'aurait pas été possible sans l'aide précieuse de M. P. Bredy, ingénieur au CEA. Je le remercie très sincèrement pour m'avoir initiée aux techniques de la cryogénie, pour sa très grande disponibilité et le très grand intérêt avec lequel il a suivi cette étude. Je n'oublie pas non plus M. le professeur M.X. François de l'université Pierre et Marie Curie, directeur de thèse (LIMSI-CNRS/ Orsay), pour le suivi attentif de ce travail tout au long de ces trois années et ses nombreux conseils lors de la rédaction de ce mémoire.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance aux personnes qui m'ont fait l'honneur d'examiner mon travail, notamment Mme R. Gatignol, professeur à Paris VI et M. D. Lhuilier, directeur de recherche à Paris VI. J'exprime toute ma gratitude à MM. J. Bataille et F. Lusseyran pour leur participation au jury de thèse et pour avoir assuré la charge d'être rapporteur.

La partie expérimentale a été essentiellement supportée par MM. J.C. Paladji et D. Thomas, techniciens au CEA, qu'ils soient vivement remerciés pour leur efficacité et pour la qualité du travail accompli. Je remercie également MM. J.C. Lugol, P. Ageron, H. Blumenfeld et D. Desforges pour leur aide lors du développement des capteurs.

Une grande partie de l'analyse fréquentielle et probabiliste a été effectuée, dans le cadre d'une convention LIMSI/CEA, par M. Van Thinh Nguyen, maître de conférence à l'université Pierre et Marie Curie et à ce titre, je tiens à le remercier sincèrement pour le travail effectué.

Enfin, j'adresse mes remerciements à l'ensemble des personnes du STCM qui ont de près ou de loin participé à cette étude et qui ont su créer une atmosphère agréable durant ces trois années passées au CEA.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction.....	1
-------------------	---

CHAPITRE I: PRÉSENTATION ET SITUATION DU PROBLÈME

I-1 Généralités sur le diphasique.....	6
I-1-1 Définition des paramètres caractéristiques.....	6
I-1-2 La modélisation des écoulements diphasiques.....	8
I-1-2-a le modèle homogène.....	9
I-1-2-b les modèles à deux vitesses.....	11
I-2 Configurations d'écoulements et transition d'une configuration à l'autre.....	14
I-2-1 La classification des différents écoulements.....	14
I-2-2 la carte d'écoulement.....	15
I-2-3 La transition bulles-poches.....	16
I-2-4 La transition poches-poches disloquées.....	18
I-2-5 La transition poches disloquées-annulaire.....	19
I-3 L'écoulement à bulles.....	21
I-3-1 Bilan des forces agissant sur une bulle en mouvement ascendant.....	21
I-3-2 Caractéristiques des bulles.....	23
I-3-2-a évolution de la forme des bulles dans un écoulement ascendant.....	23
I-3-2-b critères de déformation des bulles.....	24
I-3-2-c diamètres et vitesses d'ascension des différents types de bulles.....	30
I-3-3 Coalescence des bulles.....	34
I-3-3-a régime laminaire de la phase liquide et coalescence.....	34
I-3-3-b régime turbulent de la phase liquide et coalescence des bulles.....	35
I-3-4 Organisation spatiale des bulles et profil de α	38

I-4 Mesures des paramètres caractéristiques des écoulements diphasiques.....	42
I-4-1 Mesures de pression.....	43
I-4-2 Mesure de taux de vide.....	45
I-4-2-a la mesure capacitive.....	45
I-4-2-b anémométrie à fil chaud.....	48

**CHAPITRE II:
PRÉSENTATION DE LA STATION D'ESSAIS ET DE L'APPAREILLAGE
CRYOGÉNIQUE**

II-1 La station d'essais.....	50
II-1-1 Présentation de la boucle de mesure.....	50
II-1-2 Les pertes thermiques.....	56
II-1-3 Gamme des principaux paramètres.....	59
II-1-4 Obtention d'un écoulement.....	60
II-1-4-a les instabilités.....	60
II-1-4-b le titre initial de l'écoulement diphasique.....	63
II-2 Les capteurs développés.....	67
II-2-1 Le capteur à fibres optiques non intrusif.....	67
II-2-1-a présentation du capteur.....	68
II-2-1-b modélisation de l'influence d'une bulle sur le capteur à fibres	71
II-2-1-c résultats de la modélisation.....	79
II-2-2 Le capteur à fibres optiques intrusif.....	84
II-2-3 Le capteur à électrons.....	85
II-2-3-a le principe de mesure.....	85
II-2-3-b modélisation du capteur.....	88
II-2-3-c évaluation du taux de vide.....	91
II-2-3-d évaluation de l'erreur faite sur la mesure du taux de vide....	92
II-2-3-e relations entre les résultats obtenus avec le capteur à électrons et le capteur optique.....	93

CHAPITRE III: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET INTERPRÉTATION

III-1 Visualisation des écoulements.....	95
III-1-1 L'écoulement à bulles.....	98
III-1-1-a écoulement sous-refroidi.....	98
III-1-1-b écoulement à bulles avec $x>0$	100
III-1-2 Écoulement à bulles déformées.....	104
III-1-3 Écoulement à poches disloquées.....	106
III-1-4 Écoulement annulaire et gouttelettes en suspension.....	108
III-2 Mesure de taux de vide et recherche d'un modèle représentatif.....	111
III-2-1 Recherche d'un modèle hydrodynamique en accord avec les résultats $\alpha_m(x)$	112
1) le modèle homogène.....	113
2) le modèle de Levy.....	113
3) le modèle à phases séparées.....	114
4) le modèle de Zuber.....	114
4-1 introduction.....	114
4-2 expression du paramètre de distribution en fonction du taux de vide.....	116
4-3 calcul de la vitesse de glissement.....	117
4-4 valeurs expérimentales de la vitesse moyenne pondérée de glissement.....	119
III-2-2 Étude du glissement.....	120
III-2-3 Analyse des résultats approchant un taux de vide local.....	125
III-2-3-a présentation des résultats expérimentaux.....	125
III-2-3-b utilisation des mesures locales de taux de vide.....	127
III-3 Résultats d'analyse des configurations et des transitions.....	129
III-3-1 Caractérisation par le capteur à fibres optiques non intrusives.....	129
III-3-2 Caractérisation des transitions par le capteur à électrons.....	133

III-4 Analyse spécifique des écoulements à bulles.....	137
III-4-1 Taille et forme des bulles.....	137
III-4-2 Évaluation des tailles de bulles et du glissement entre phases.....	140
III-4-3 Évolution du mouvement des bulles en fonction de x: analyse simplifiée.....	143
III-5 Modélisation des signaux du capteur optique.....	146
III-5-1 Analyse fréquentielle.....	146
III-5-2 Analyse probabiliste.....	152
III-5-2-a les histogrammes.....	152
III-5-2-b les densité de probabilité.....	155
III-5-3 Caractérisation du chaos déterministe applicable aux signaux expérimentaux.....	158
III-5-3-a chaos déterministe.....	158
III-5-3-b résultats et interprétation.....	159
III-5-4 Remarques.....	163
III-6 Les cartes d'écoulements.....	165
III-6-1 La carte proposée par Zust et Bald pour les écoulements verticaux d'hélium diphasique.....	165
III-6-2 Les cartes expérimentales.....	167
Conclusion.....	174
Bibliographie.....	176
Annexes	

Nomenclature

Majuscules

A	section totale du tube (m^2)
A_g	section du tube occupée par le gaz (m^2)
A_i	aire interfaciale (m^{-1})
A_l	section du tube occupée par le liquide
C_d	coefficient de trainée
C_p	chaleur spécifique (kJ/kg.K)
$C_{s\infty}$	coefficient de trainée d'une spère dans un milieu infini
C_∞^*	coefficient de trainée d'une particule dans un milieu infini
C_0	paramètre de distribution de Zuber et Findlay
D	diamètre du tube de circulation (m)
E	énergie totale d'un électron (Mev)
\bar{E}	énergie moyenne totale des électrons (Mev)
E_c	énergie cinétique d'un électron (Mev)
E_{sp}	énergie spectrale
F	fréquence de passage des bulles (Hz)
F	coefficient d'aplatissement
G	flux massique ($kg/m^2.s$)
G_2	débit de dose (nombre d'électrons.Mev/s)
I	intensité lumineuse recueillie par la photodiode
I_0	intensité lumineuse envoyée par la photodiode
I'	courant généré dans la photodiode (A)
J	vitesse superficielle moyennée sur la section du tube (m/s)
J^*	flux volumétrique ($m^3/m^2.s$)
K.E	énergie cinétique d'un électron (Mev)
L_v	chaleur latente (kJ/kg)
P	périmètre mouillé (m)
Q	débit volumique (m^3/s)
Q'	puissance fournie par la résistance chauffante (W)
Q_0	puissance nécessaire pour atteindre la saturation (W)
R	quantité de matière (mg/cm^2)
R_1, R_2	principaux rayons de courbure (m)
S	glissement ou taux de glissement
S'	sensibilité (A/W)
Sk	coefficient de dissymétrie
T	température (K)
T_{sat}	température de saturation (K)
T_{SR}	température de sous-refroidissement initial (K)
T_0	énergie cinétique d'un électron (Mev)
V	tension en sortie de chaine électronique du capteur à électrons (V)

Nomenclature

W apports thermiques (W)

Minuscules

a	petit axe d'une ellipse (m)
b	grand axe d'une ellipse (m)
c	vitesse d'un électron (m/s)
d_b	diamètre de bulle (m)
d_{bb}	distance entre deux bulles (m)
d_{crit}	diamètre critique des bulles (m)
$d_{\acute{e}q}$	diamètre équivalent d'une bulle (m)
d_g	diamètre de bulle (m)
d_{max}	diamètre maximal des bulles stables (m)
g	accélération de la pesanteur (m/s^2)
h_g	enthalpie du gaz (kJ/kg)
h_l	enthalpie du liquide (kJ/kg)
h_m	enthalpie du mélange diphasique (kJ/kg)
j	vitesse superficielle (m/s)
l_E	longueur d'établissement de l'écoulement à poches (m)
m	débit massique (kg/s)
m_0	masse d'un électron (kg)
n	indice de réfraction
p	impulsion (MeV)
p_a	pression atmosphérique (Pa)
p_{hd}	pression hydrodynamique adimensionnelle
p_{hs}	pression hydrostatique (Pa)
p_i	pression interne (Pa)
p_{i0}	pression interne à $z=0$ (Pa)
r	distance par rapport au centre du tube (m)
r_g	rayon d'une bulle (m)
\dot{u}_{gj}	vitesse de glissement de Zuber et Findlay (m/s)
u	vitesse (m/s)
u_m	vitesse du mélange diphasique (m/s)
u_T	vitesse terminale d'une bulle dans un milieu stagnant (m/s)
x	titre massique

Nomenclature

Lettres grecques

α	taux de vide
α_m	taux de vide moyenné sur la section totale d'écoulement
$\langle \alpha \rangle$	taux de vide moyenné sur la section totale d'écoulement
$\bar{\alpha}$	taux de vide local moyenné dans le temps
β	titre volumétrique
$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$	erreur relative sur le titre massique (%)
$\Delta\rho$	différence des masses volumiques de liquide et de gaz (kg/m^3)
Δp	pression différentielle (Pa)
Δp_0	pression différentielle d'une colonne d'un liquide statique (Pa)
Δx	erreur absolue sur le titre massique
$\frac{\Delta x}{x}$	erreur relative sur le titre massique (%)
ε	taux de dissipation d'énergie ($\text{kJ}/\text{kg.s}$)
$\varepsilon_{\rho g}$	permittivité électrique du gaz
$\varepsilon_{\rho l}$	permittivité électrique du liquide
ϕ	flux de chaleur surfacique (W/m^2)
ϕ_e	flux total disponible à l'entrée de la fibre émettrice (W)
ϕ_r	flux total disponible à l'entrée de la photodiode (W)
η	échelle de Kolmogorov (m)
λ	échelle de Taylor (m)
μ	viscosité dynamique (Pa.s)
μ_m	viscosité dynamique du mélange diphasique (Pa.s)
θ	angle par rapport à l'horizontale (rad)
ρ	masse volumique (kg/m^3)
ρ_m	masse volumique du mélange diphasique (kg/m^3)
σ	tension de surface (N/m)
τ	force de surface (N/m)
τ_w	contrainte pariétale (N/m^2)

Nomenclature

Lettres grecques

α	taux de vide
α_m	taux de vide moyenné sur la section totale d'écoulement
$\langle \alpha \rangle$	taux de vide moyenné sur la section totale d'écoulement
$\bar{\alpha}$	taux de vide local moyenné dans le temps
β	titre volumétrique
$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$	erreur relative sur le titre massique (%)
$\Delta\rho$	différence des masses volumiques de liquide et de gaz (kg/m^3)
Δp	pression différentielle (Pa)
Δp_0	pression différentielle d'une colonne d'un liquide statique (Pa)
Δx	erreur absolue sur le titre massique
$\frac{\Delta x}{x}$	erreur relative sur le titre massique (%)
ε	taux de dissipation d'énergie ($\text{kJ}/\text{kg}\cdot\text{s}$)
$\varepsilon_{\rho g}$	permittivité électrique du gaz
$\varepsilon_{\rho l}$	permittivité électrique du liquide
ϕ	flux de chaleur surfacique (W/m^2)
ϕ_e	flux total disponible à l'entrée de la fibre émettrice (W)
ϕ_r	flux total disponible à l'entrée de la photodiode (W)
η	échelle de Kolmogorov (m)
λ	échelle de Taylor (m)
μ	viscosité dynamique (Pa.s)
μ_m	viscosité dynamique du mélange diphasique (Pa.s)
θ	angle par rapport à l'horizontale (rad)
ρ	masse volumique (kg/m^3)
ρ_m	masse volumique du mélange diphasique (kg/m^3)
σ	tension de surface (N/m)
τ	force de surface (N/m)
τ_w	contrainte pariétale (N/m^2)

Nomenclature

Autres caractères

Eo	nombre d'Eotvös ($\frac{g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot d_g^2}{\sigma}$)
M	nombre de Morton ($\frac{g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot \mu_l^4}{\rho_l^2 \cdot \sigma^3}$)
Re	nombre de Reynolds ($\frac{\rho_l \cdot d_g \cdot \mu_g}{\mu_l}$)
Vi	nombre de viscosité ($\frac{\mu_g}{\sqrt{\rho_g \cdot \sigma \cdot d_g}}$)
We	nombre de Weber ($\frac{\rho_l \cdot u^2 \cdot d_g}{\sigma}$)
ON	ouverture numérique
$\langle \rangle$	moyenne sur la section totale d'écoulement

Indices

c	relatif au centre de l'écoulement
g	relatif au gaz
He	relatif à l'hélium
l	relatif au liquide
m	moyen
p	relatif à la paroi
v	relatif à la vapeur
	relatif à un milieu infini

INTRODUCTION

L'étude présentée ici comporte deux mots clés: *cryogénie et diphasique* .

La cryogénie est la discipline qui s'intéresse à la production des basses températures. Ses applications sont nombreuses, notamment dans le domaine spatial (hydrogène et oxygène liquides), le génie biomédical, les biotechnologies, la métallurgie... Par ailleurs, la supraconductivité, exemple spectaculaire des propriétés nouvelles se manifestant aux basses températures, constitue un domaine toujours en plein essor comme le montrent les projets LHC (accélérateur de particules) et tokamak ITER (fusion contrôlée). La conception de grands appareillages nécessite une bonne connaissance du fluide cryogénique tant sur le plan énergétique que dans son comportement hydrodynamique.

Rappelons, pour la petite histoire, que la notion de cryogénie est née en 1877 lorsque l'oxygène fut liquéfié, pour la première fois, par Pictet et Cailletet ($T \approx 90\text{K}$). Puis en 1908, Kamerlingh Onnes liquéfie l'hélium, gaz qui a la spécificité d'avoir la température d'ébullition la plus basse. Trois ans plus tard, il découvre la supraconductivité du mercure. Il faut ensuite attendre le début des années 1960 pour que ce phénomène soit enfin appliqué. En effet, les travaux menés aux USA par Matthias et Kunzler débouchent sur la découverte d'alliages supraconducteurs (Nb^3Sn , NbTi ...) qui permettent la création de champs magnétiques intenses et qui servent à la fabrication des aimants supraconducteurs. Ce n'est que très récemment, en 1986, qu'un autre tournant a été franchi avec la découverte des supraconducteurs dits « à haute température critique » dont certains ont une température de transition résistif/supra proche de la température de l'azote liquide voire plus élevée (record à ce jour en continu: $T_c=155\text{K}!!$). Cette voie en pleine expansion est assez prometteuse car l'azote liquide est un fluide d'utilisation plus simple et d'un coût réduit par rapport à l'hélium liquide. Mais il s'agit encore pour une bonne décennie de prospective et non de réalité.

La réfrigération des aimants supraconducteurs utilise donc l'hélium sous différentes phases. Certaines applications préfèrent le gaz hypercritique, d'autres le mélange diphasique à des pressions voisines de l'atmosphère, d'autres enfin recherchant une plus basse température, l'utilisent dans sa phase dite superfluide avec ou sans vapeur. Bien évidemment, le comportement du système supraconducteur doit être parfaitement garanti contre toute agression thermique susceptible de le porter dans un état non supraconducteur. Les propriétés du fluide réfrigérant doivent être corrélativement maîtrisées et modélisables.

L'hélium atmosphérique diphasique est cryogénique et diphasique. Cela implique, en effet, un mélange liquide-vapeur de faible chaleur latente, à très basse température donc sensible à tout défaut de protection thermique, constitué de fluides très compressibles et voisins en masse volumique, mais diphasique avec toutes les particularités supplémentaires que cela apporte.

Ses propriétés sont en effet très caractéristiques et différentes de celles des autres fluides. À titre d'illustration, figurent dans le tableau Tab 0-1 quelques unes des propriétés de plusieurs fluides.

Fluide	masse volumique du liquide (kg.m^{-3})	masse volumique du gaz (kg.m^{-3})	viscosité du liquide (Pa.s)	chaleur latente (J.m^{-3})	chaleur spécifique du liquide ($\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$)	pression critique (Pa) $\cdot 10^5$
eau	1000	0,6	10^{-3}	$2,25.10^9$	$4,212.10^6$	224
azote	810	4,5	160.10^{-6}	$1,62.10^8$	$1,64.10^8$	33,1
hélium	125	17	$3,6.10^{-6}$	$2,5.10^6$	$5,6.10^5$	2,23
	tension superficielle N.m^{-1}	indice de réfraction du liquide saturé	indice de réfraction du gaz saturé			
eau	$7,305.10^{-1}$	1,3182	1,000261			
azote	$8,85.10^{-3}$	1,1944	1,000295			
hélium	$0,8877.10^{-4}$	1,0245	1,0033			

Tab 0-1: Propriétés physiques de quelques fluides [Institut International du Froid, 1995].

Ces quelques valeurs numériques nous montrent bien que l'hélium liquide ou gaz est très différent des autres fluides diphasiques tels qu'eau-vapeur ou eau air abondamment étudiés. Il n'a par ailleurs aucun point commun avec l'azote autre fluide cryogénique usuel. La tension superficielle est si faible que l'on s'attend à des surprises dans les distributions de phases. Les viscosités sont si peu différentes entre les deux phases que les pertes de pression seront sans doute modélisables en homogénéisant le milieu.

Le diagramme reporté sur la figure 0-1 traduit mieux encore ces particularités puisqu'il montre que l'hélium est le seul corps de la nature liquide au zéro absolu. On situe dans ce diagramme la zone dite superfluide également utilisé dans le LHC.

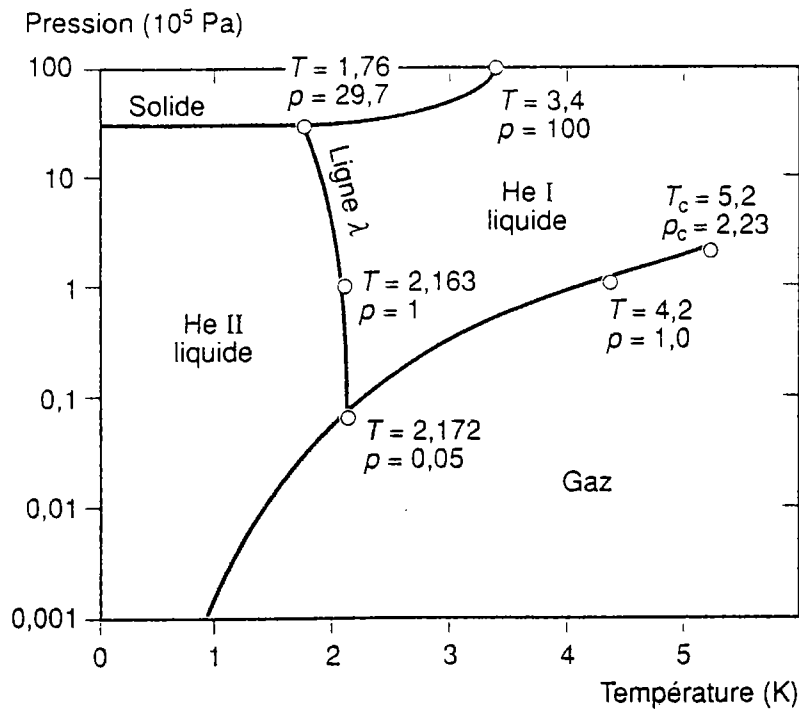


Figure 0-1: Diagramme de phase ^4He [Van Sciver, 1986].

L'étude présentée dans ce mémoire a pour but une meilleure connaissance de la dynamique des écoulements d'hélium diphasique, dans les conditions de saturation à pression atmosphérique et ce, dans une géométrie verticale où peuvent apparaître des différences de vitesses énormes entre les phases gazeuse et liquide. Cette thèse fait suite aux travaux de E. Sauvage Boutar, M. Mahé et D. Neuvéglise qui ont étudié les écoulements adiabatiques et non adiabatiques d'hélium diphasique en conduite horizontale. Leurs travaux ont permis de comprendre le comportement thermique (pouvoir de réfrigération) et hydrodynamique (configurations d'écoulement et transition entre configuration, carte d'écoulement). Ils ont montré, en particulier, toute l'importance du solide chauffé ou réfrigéré dans le développement de la crise d'ébullition.

Les écoulements diphasiques en conduite verticale ont fait l'objet de nombreux travaux notamment dans des mélanges eau-vapeur (mais également eau-air) pour le refroidissement des centrales nucléaires. Mais ces travaux ne sont pas directement transposables car les deux mélanges sont massivement ($\rho_l/\rho_v=7$ pour l'hélium et $\rho_l/\rho_v=1000$ pour l'eau) et thermiquement ($C_p/L_v=4$ pour l'hélium et $C_p/L_v=1000$ pour l'eau) très différents. Toutefois, le rapprochement avec des modèles utilisés pour des fluides plus classiques sera effectué.

L'un des objectifs de cette étude sera donc de tracer la carte d'écoulement des écoulements diphasiques verticaux d'hélium et de déterminer précisément les différents régimes et leurs frontières dans des critères classiques utilisés (débit massique, titre massique). *On s'intéressera cependant plus particulièrement à l'écoulement à bulles et à la transition avec l'écoulement à poches.*

Comme on le sait, le paramètre descriptif le plus significatif de l'écoulement à deux phases dont on maîtrise le titre massique est le fameux *taux de vide*, paramètre physique qui nous permet à la fois d'évaluer les caractéristiques de l'écoulement (vitesse de chacune des phases, glissement) et de déterminer les zones de transition. En cryogénie « profonde » et avec un fluide aussi « transparent » et un peu « visqueux » que l'hélium, la mise au point d'un capteur de taux de vide est une gageure que nous avons réussie à relever avec succès grâce au savoir faire du service. Pour réaliser cette mesure essentielle, on a en effet développé un capteur constitué d'une source radioactive et d'un détecteur de rayonnement présenté en détail dans ce mémoire.

Mais, d'une façon générale, l'étude expérimentale reportée ici aura été possible grâce à de nombreux développements de capteurs dont beaucoup sans succès suffisant pour que l'on utilise les résultats obtenus avec eux. Alors que des capteurs de pressions pariétales locale ou différentielle devraient donner l'information caractéristique, c'est finalement des capteurs à atténuation de faisceau lumineux, donc qualitatifs, dont nous regarderons les résultats pour comprendre le comportement de l'hélium deux phases.

Cette étude se découpe en trois grands chapitres.

Le *premier chapitre* est une présentation bibliographique de résultats utiles concernant les écoulements diphasiques verticaux. Dans un premier temps, on rappelle les différents modèles classiques qui peuvent s'appliquer à nos écoulements d'hélium diphasique. Puis dans un second temps on présente une étude plus détaillée de quelques spécificités de l'écoulement à bulles. Cet écoulement est particulièrement utile dans les circuits de réfrigération des aimants supraconducteurs afin de bénéficier d'une bonne homogénéité du fluide quel que soit la géométrie du circuit. Il est donc nécessaire de bien connaître son domaine d'existence et ses caractéristiques (forme et taille des bulles, répartition des bulles dans la section du tube). On s'intéressera notamment à l'influence de la turbulence sur cet écoulement. Nous présenterons également les différentes méthodes classiques utilisées afin de caractériser les écoulements diphasiques et celles applicables dans les conditions qui sont les nôtres.

La présentation de la station d'essais et de l'instrumentation associée fera l'objet du *deuxième chapitre*. Une première partie est consacrée au fonctionnement de la Station d'Écoulements Verticaux d'Hélium (SEVHE) et à la mise en oeuvre des écoulements d'hélium diphasique. Dans une seconde partie, sera faite une description détaillée des différents capteurs développés lors de ce travail et de leur fonctionnement. Ces capteurs sont au nombre de trois: le capteur à électrons, le capteur à fibres optiques non intrusives et celui à fibres optiques intrusives. Leur description est accompagnée d'un modèle permettant de simuler leur fonctionnement et de le valider pour les propriétés de l'hélium.

Le *troisième chapitre* est consacré à la présentation et à l'interprétation des résultats. On trouve successivement la visualisation des différents régimes d'écoulements sous forme de clichés photographiques caractéristiques, puis les mesures expérimentales et essentielles du taux de vide pour différents titres et débits massiques. Ces mesures conduisent, d'une part, à l'établissement d'un modèle en accord et d'autre part, permettent de caractériser la transition écoulement à bulles/ écoulement de transition pour les trois débits étudiés. Cette caractérisation est complétée par les *données originales* du capteur optique non intrusif qui, lui, discerne les trois transitions existant dans l'hélium diphasique. Le faisceau optique traversant l'écoulement est en effet sensible à la distribution de taille et de position des bulles. Ainsi, son caractère qualitatif (le modèle mathématique se révèle trop complexe) apporte ici une information nouvelle et très intéressante. Une analyse fine du processus d'évolution des écoulements est donc faite à l'aide des capteurs optiques et à électrons par un traitement approprié des signaux de mesures. Ces résultats conduisent à l'établissement d'une carte d'écoulement où on les compare à ceux de la littérature.

Dans une conclusion, on résume les apports du mémoire et les compléments qui devraient permettre une meilleure compréhension de certains points restés sans explication.

CHAPITRE I:
PRÉSENTATION
ET SITUATION DU PROBLÈME

I Généralités sur le diphasique

I-1-1 Définition des paramètres caractéristiques

Un mélange diphasique circulant dans une canalisation peut présenter différentes géométries interfaciales telles que des bulles, des poches ou des films de liquide en paroi. Pourtant, cette géométrie n'est pas toujours clairement définie ce qui empêche les configurations d'écoulements d'être précisément et objectivement décrites.

En écoulement monophasique, les écoulements laminaires et turbulents sont modélisés différemment. Les écoulements laminaires sont décrits par des quantités instantanées, les solutions des équations de Navier Stokes alors que les écoulements turbulents sont décrits par des quantités moyennées dans le temps ou statistiquement qui sont les solutions des équations de Reynolds (auxquelles s'ajoutent des équations de fermeture). Les paramètres qui gouvernent l'hydrodynamique d'un écoulement monophasique sont la vitesse u , la pression p et la température T .

Dans les écoulements diphasiques, les paramètres qui gouvernent l'apparition d'une configuration donnée sont les champs de vitesse des deux phases u_g et u_l et les forces. D'autres paramètres pertinents tels que les débits volumiques Q_g et Q_l , les vitesses superficielles j_g et j_l , le titre massique x et le taux de vide α interviennent afin de mieux décrire les écoulements diphasiques.

De plus, ces écoulements diphasiques sont non uniformes et présentent un caractère fluctuant dans le temps et l'espace. C'est pourquoi certains paramètres qui vont vous être présentés seront des valeurs moyennées.

Le premier paramètre usuel est le débit volumétrique total (en m^3/s) représenté par la lettre Q . C'est un paramètre facilement mesurable en phase gazeuse par des débitmètres précis (1%) et le plus souvent converti en débit massique total m (kg/s). Ainsi en introduisant les quantités propres à chaque phase, il vient:

$$Q = Q_g + Q_l \quad (I-1)$$

$$m = m_g + m_l = \rho_g \cdot Q_g + \rho_l \cdot Q_l \quad (I-2)$$

$$m = \rho_m \cdot Q \quad (I-3)$$

où Q_g est le débit volumétrique de gaz, Q_l celui du liquide, m_g le débit massique de gaz, m_l celui du liquide et ρ_m la masse volumique du mélange, définie par des modèles décrits dans un paragraphe suivant.

Chaque partie du champ d'écoulement est occupée soit par l'une ou l'autre des deux phases. On définit alors α la fraction d'un élément de surface occupé par la phase gazeuse. Dans beaucoup de cas, on ne se limite pas à un élément discret (bulles) et on mesure α comme une moyenne sur la section totale d'écoulement A. La valeur moyenne de α , appelée taux de vide $\langle \alpha \rangle$, est donc définie par:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{A_g}{A} = \frac{\iint \alpha(r, t) \cdot dr \cdot dt}{\int dr \int dt} \quad (I-4)$$

où A_g est la surface totale occupée par le gaz dans la section du tube A.

Il est également pratique, particulièrement dans des conditions d'ébullition, de mesurer la fraction du débit massique total occupée par la phase gazeuse, pour une section donnée. Le titre massique x est alors:

$$x = \frac{m_g}{m} \quad (I-5)$$

où m_g est le débit massique de gaz et m le débit massique total.

Lorsque l'écoulement est non uniforme ou instable, le titre est moyenné sur une surface et un temps donnés:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\int G_g \cdot dA \cdot dt}{\int G \cdot dA \cdot dt} \quad (I-6)$$

où G_g et G sont les flux massiques de gaz et total explicités ci-dessous.

Les autres paramètres utilisés pour définir ces écoulements diphasiques sont:

- le flux massique total par unité de section

$$G = \frac{m}{A} \quad (I-7)$$

Pour chaque phase, les flux massiques de gaz et de liquide sont respectivement définis par $G_g = \frac{x \cdot m}{A}$ et $G_l = \frac{(1-x) \cdot m}{A}$,

- les vitesses superficielles de gaz et de liquide

$$j_g = \frac{Q_g}{A} = \alpha \cdot u_g \quad (I-8)$$

$$j_l = \frac{Q_l}{A} = (1 - \alpha) \cdot u_l \quad (\text{I-9})$$

où u_g et u_l sont respectivement les vitesses de la phase gazeuse et liquide,

- le glissement

$$S = \frac{u_g}{u_l} = \frac{x}{1-x} \cdot \frac{1-\alpha}{\alpha} \cdot \frac{\rho_l}{\rho_g} \quad (\text{I-10})$$

ce dernier paramètre est particulièrement utile pour certains modèles dits à phases séparées développés dans le paragraphe suivant.

I-1-2 La modélisation des écoulements diphasiques

Pour modéliser la dynamique d'un écoulement à deux phases, il faut, après avoir défini les inconnues du problème que sont les champs de vitesse de chaque phase, la température et la pression à chaque instant et en un point donné, écrire les lois de conservation de la masse, quantité de mouvement totale ou pour chaque phase séparément, et d'énergie.

Le problème est complexe à de multiples égards, ainsi principalement:

- sur une section donnée de l'écoulement ou dans un volume donné, le taux de présence de chaque phase fluctue avec le temps. On définit les opérateurs de moyenne (paragraphe précédent),

- les interactions fluide-paroi ou liquide-gaz sont rendues complexes par le caractère déformable des interfaces liquide-gaz.

L'approche pragmatique cherchera chaque fois que possible un raccourci acceptable pour des conditions précises.

Ainsi si les vitesses des deux phases sont peu différentes, on tentera une homogénéisation de ce mélange en un seul mélange équivalent. Mais si les tensions superficielles et les viscosités des fluides ne sont pas faibles, cette modélisation sera applicable dans des domaines restreints.

En fait seule une analyse préalable très soignée du cas particulier à étudier pourra indiquer un schéma de modélisation et un dimensionnement des différentes forces en présence guidera vers tel ou tel modèle.

Dans notre cas, il s'agit d'écoulement verticaux ce qui confère aux configurations un caractère axy-symétrique. L'effort de pesanteur, sous forme de poussée d'Archimède, est également très clair et les interactions entre phases peuvent être de type force de Stokes, force visqueuse... sans oublier les conséquences de la déformabilité des interfaces.

L'hélium au voisinage de la pression atmosphérique et sous forme diphasique est un milieu particulier car:

- léger et compressible, la vitesse du son dans la phase liquide est inférieure à 200m/s

- proche de son point critique $\frac{\rho_l}{\rho_g} \approx 7$

- très peu visqueux $\mu_l \approx 3.10^{-6}$ Pa.s

Bien que les vitesses des deux phases soient toujours notablement différents, une approche homogène peut permettre de définir des tendances. On rappelle tout d'abord ici ce qu'est l'homogénéisation du mélange.

I-1-2-a le modèle homogène [Wallis, 1969]

Le modèle homogène fournit la technique la plus simple pour étudier un écoulement diphasique. On détermine les propriétés moyennées et le mélange est traité comme un pseudo-fluide éventuellement compressible qui obéit aux équations usuelles d'un écoulement à un seul composant.

Dans ce modèle, on définit des propriétés moyennes telles que la vitesse, les propriétés thermodynamiques (température, densité), les propriétés de transport (viscosité) en fonction des propriétés de chacune des phases. Si l'une des phases est finement dispersée, les transferts d'énergie et de moment sont suffisamment rapides pour que les vitesses et les températures moyennes soient égales:

$$u_g \equiv u_l \equiv u \quad (I-11)$$

$$T_g \equiv T_l \equiv T \quad (I-12)$$

Si la température T est supposée être la température de saturation, on a un écoulement homogène en équilibre.

Dans cette présentation, on se limite à un écoulement monodimensionnel dans un conduit vertical. On suppose que le fluide se comporte comme un mélange homogène dont la masse volumique et la vitesse sont constantes dans tout le tube.

La masse volumique ρ du mélange diphasique peut alors s'exprimer en fonction du titre massique:

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{1-x}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_g} \quad (I-13)$$

ou en fonction du taux de vide:

$$\rho_m = (1-\alpha) \cdot \rho_l + \alpha \cdot \rho_g \quad (I-14)$$

L'hélium au voisinage de la pression atmosphérique et sous forme diphasique est un milieu particulier car:

- léger et compressible, la vitesse du son dans la phase liquide est inférieure à 200m/s

- proche de son point critique $\frac{\rho_l}{\rho_g} \approx 7$

- très peu visqueux $\mu_l \approx 3.10^{-6}$ Pa.s

Bien que les vitesses des deux phases soient toujours notablement différents, une approche homogène peut permettre de définir des tendances. On rappelle tout d'abord ici ce qu'est l'homogénéisation du mélange.

I-1-2-a le modèle homogène [Wallis, 1969]

Le modèle homogène fournit la technique la plus simple pour étudier un écoulement diphasique. On détermine les propriétés moyennées et le mélange est traité comme un pseudo-fluide éventuellement compressible qui obéit aux équations usuelles d'un écoulement à un seul composant.

Dans ce modèle, on définit des propriétés moyennes telles que la vitesse, les propriétés thermodynamiques (température, densité), les propriétés de transport (viscosité) en fonction des propriétés de chacune des phases. Si l'une des phases est finement dispersée, les transferts d'énergie et de moment sont suffisamment rapides pour que les vitesses et les températures moyennes soient égales:

$$u_g \equiv u_l \equiv u \quad (I-11)$$

$$T_g \equiv T_l \equiv T \quad (I-12)$$

Si la température T est supposée être la température de saturation, on a un écoulement homogène en équilibre.

Dans cette présentation, on se limite à un écoulement monodimensionnel dans un conduit vertical. On suppose que le fluide se comporte comme un mélange homogène dont la masse volumique et la vitesse sont constantes dans tout le tube.

La masse volumique ρ du mélange diphasique peut alors s'exprimer en fonction du titre massique:

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{1-x}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_g} \quad (I-13)$$

ou en fonction du taux de vide:

$$\rho_m = (1-\alpha) \cdot \rho_l + \alpha \cdot \rho_g \quad (I-14)$$

La définition de la viscosité est plus délicate et on adopte, selon les auteurs, des pondérations massiques ou volumiques. Ainsi, par exemple, celle proposée par McAdams [Wallis, 1969]:

$$\frac{1}{\mu_m} = \frac{x}{\mu_g} + \frac{1-x}{\mu_l} \quad (\text{I-15})$$

Quant aux flux massiques des deux phases, ils s'écrivent maintenant comme:

$$G_l = (1-x)G = \frac{\rho_l \cdot u_l \cdot A_l}{A} = \rho_l \cdot u_l \cdot (1-\alpha) \quad (\text{I-16})$$

$$G_g = x \cdot G = \rho_g \cdot u_g \cdot \alpha \quad (\text{I-17})$$

Dans ces expressions, les vitesses de chaque phase sont égales par hypothèse à la vitesse dite « homogène » u_m donnée par:

$$m = \rho_m \cdot u_m \cdot A \quad (\text{I-18})$$

ou encore

$$u_m = \frac{G_l + G_g}{\rho_m} = \frac{G}{\rho_m} \quad (\text{I-19})$$

On peut réécrire le taux de vide et on obtient:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \cdot \frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (\text{I-20})$$

Rappelons que lorsque l'écoulement n'est pas homogène, on a une autre expression du taux de vide qui fait intervenir le taux de glissement, et il vient:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \cdot \frac{\rho_g}{\rho_l} \cdot \frac{u_g}{u_l}} \quad (\text{I-21})$$

- *Dynamique de l'écoulement homogène:*

La conservation de la quantité de mouvement permet d'exprimer le gradient de pression total sous la forme:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{P}{A} \tau_w - \frac{m}{A} \frac{du}{dz} - \rho_m g \cos \theta \quad (\text{I-22})$$

On voit facilement les différentes contributions qui sont propres à l'écoulement diphasique, telles que:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{P}{A} \tau_w \text{ le terme due à la friction } \tau_w \text{ étant spécifique de l'écoulement} \quad (\text{I-23})$$

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_a = \frac{m}{A} \frac{du}{dz} \text{ le terme due aux accélérations possibles qui dépendent des changements de section et des variations de } \rho_m \text{ le long de la conduite} \quad (\text{I-24})$$

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_g = \rho_m g \cos\theta \text{ le terme due à la gravité faisant apparaitre } \rho_m \quad (\text{I-25})$$

On peut voir facilement que dans le cas de l'hélium, la viscosité est faible et si x varie peu, l'origine des pertes de pression est majoritairement la gravité. Zust et Bald [Zust&Bald, 1981] ont mesuré ce gradient de pression dans l'hélium diphasique et l'ont comparé avec le modèle homogène. Ils ont vérifié que ces pertes de pression étaient essentiellement dues à la gravité. La contribution des pertes dues à la friction n'excédait pas 1% du gradient total tout comme les pertes dues à l'accélération.

D'autre part, des mesures de taux de vide effectuées par Khalil, McIntosh et Boom [Khalil, 1981] dans l'hélium diphasique ont présenté une évolution en fonction du titre massique x assez proche de celle que propose le modèle homogène (équation (I-20)).

I-1-2-b Les modèles à deux vitesses

Lorsque le taux de glissement n'est plus faible et que les forces d'interaction entre phases deviennent significatives, on est amené à considérer chaque phase séparément. On cherche alors à modéliser les interactions entre phases et phase-paroi d'où les modèles de Levy, Zuber que l'on décrit sommairement ci-après.

- *Modèle de Levy* [Levy, 1960]

Pour ce modèle, on suppose:

- pour chaque phase, on peut définir une vitesses,
- les pertes de pression sont identiques pour les deux phases liquide et gaz,
- la température est uniforme sur chaque section transversale,
- les variation du taux de vide α et du titre massique x le long de l'écoulement sont lentes

On écrit alors la conservation de la quantité de mouvement pour chaque phase et le bilan thermique, en introduisant les vitesses u_g et u_l , les pertes de pression de chaque phase, le titre massique x et le taux de vide α , le flux massique total G , la chaleur de vaporisation L_v et le flux de chaleur Q .

On peut en tirer la relation suivante entre x et α :

$$x = \frac{\alpha \cdot (1 - 2\alpha) + \alpha \cdot \sqrt{[(1 - 2\alpha)^2 + \alpha \cdot [2 \cdot \frac{\rho_l}{\rho_g} \cdot (1 - \alpha)^2 + \alpha \cdot (1 - 2\alpha)]]}}{2 \cdot \frac{\rho_l}{\rho_g} \cdot (1 - \alpha)^2 + \alpha \cdot (1 - 2\alpha)} \quad (I-26)$$

La validité du modèle a été expérimentalement vérifiée, dans un premier temps, pour des écoulements eau-vapeur; ce modèle représente le mieux la réalité pour des titres massiques et des taux de vide élevés. Par contre la relation $\alpha(x)$ ne semble en accord que pour les très faibles valeurs de x . Des mesures expérimentales en hélium diphasique réalisées par Khalil ont montré également l'accord entre le modèle de Levy et les mesures dans l'hélium, surtout pour des faibles titres [Khalil, 1981].

- Modèle de Zuber et Findlay [Zuber&Findlay, 1965]

Hypothèses:

- un champ de vitesse propre à chaque phase
- un profil de vitesse dans une section qui traduit l'interaction fluide paroi
- un profil de taux de vide qui prenne en compte l'interaction entre les phases

On introduira alors les vitesses superficielles, flux volumétriques de chaque phase par unité de section totale adaptée à la description de l'interaction fluide-paroi et les vitesses relatives de chaque phase par rapport à la vitesse superficielle globale soit:

$$j_l = \frac{Q_l}{A}, \quad j_g = \frac{Q_g}{A} \quad \text{et} \quad j = j_g + j_l$$

$$u_{gj} = u_g - j$$

L'originalité de la description qui sera détaillée dans le chapitre « Résultats », repose sur l'introduction d'un coefficient global issu des opérations de moyenne et moyenne pondérée sur les différents paramètres caractéristiques de l'écoulement. On montrera que l'on peut écrire:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\langle j_g \rangle}{C_0 \langle j \rangle + \tilde{u}_{gj}} = \frac{J_g}{C_0 J + \tilde{u}_{gj}} \quad (I-27)$$

où C_0 est le paramètre de distribution de Findlay et Zuber et \tilde{u}_{gj} la vitesse de glissement de Zuber et Findlay.

Selon le type d'écoulement, ces paramètres peuvent prendre une forme différente explicitée dans le tableau Tab I-1:

Type d'écoulement	Paramètre de distribution	Vitesse de glissement
Bulles	<p><u>Section circulaire:</u> $p_R \cong \frac{P}{P_C}$</p> <p>$D > 5\text{cm}, C_0 = 1 - 0.5p_R$ $D < 5\text{cm}, p_R < 0.5 \quad C_0 = 1.2$ $p_R > 0.5 \quad C_0 = 1.4 - 0.4p_R$</p> <p><u>Section rectangulaire:</u> $C_0 = 1.4 - 0.4p_R$</p>	$\tilde{u}_{gj} = 1.41 \left(\frac{\sigma \cdot g \cdot \Delta \rho}{\rho_l^2} \right)^{0.25}$
Poches	$C_0 = 1.2$	$\tilde{u}_{gj} = 0.35 \left(\frac{D \cdot g \cdot \Delta \rho}{\rho_l} \right)^{0.5}$
Annulaire	$C_0 = 1.0$	$\tilde{u}_{gj} = 23 \left(\frac{\mu_l \cdot j_l}{\rho_g \cdot D} \right)^{0.5} \frac{\Delta \rho}{\rho_l}$

Tab I-1: Vitesse de glissement et paramètre de distribution de Zuber et Findlay.

L'équation (I-27) peut s'exprimer également en fonction du titre massique x et du flux massique G :

$$\langle \alpha \rangle = \frac{x \cdot \rho_l \cdot G}{C_0 \cdot [x \cdot \rho_g + (1-x) \cdot \rho_l] \cdot G + \tilde{u}_{gj} \cdot \rho_g \cdot \rho_l} \quad (I-28)$$

Le taux de vide dépend donc du flux massique pour un titre massique et une pression donnés. Expérimentalement, cette équation est assez bien vérifiée par les valeurs expérimentales de α et x obtenues dans des mélanges eau-air et glycérine-air [Zuber&Findlay, 1965] ainsi que pour les écoulements d'hélium créés par Zust et Bald [Zust&Bald, 1981].

I-2 Configurations d'écoulements et transition d'une configuration à l'autre

I-2-1 La classification des différents écoulements

Les écoulements diphasiques observés peuvent présenter différentes « configurations » des phases dans une section et donc des interfaces liquide-gaz. Le passage d'une configuration à l'autre appelé « transition » se fait, le plus souvent, progressivement quand on modifie certains paramètres de l'écoulement, tels que titre massique ou débit total... On cherche donc un minimum de classification, c'est-à-dire de regroupement de configurations possédant des propriétés assez bien différenciées et par exemple celles correspondant à un regroupement ou une dispersion des phases. Ceci implique donc une distribution particulière des interfaces et donc des transferts de quantité de mouvement, masse et chaleur entre phase.

Barnea, Taitel et Dukler ont proposé les définitions suivantes pour les principales configurations typiques des écoulements diphasiques verticaux dans des canalisations circulaires [Taitel, 1980] (voir figure I-1).

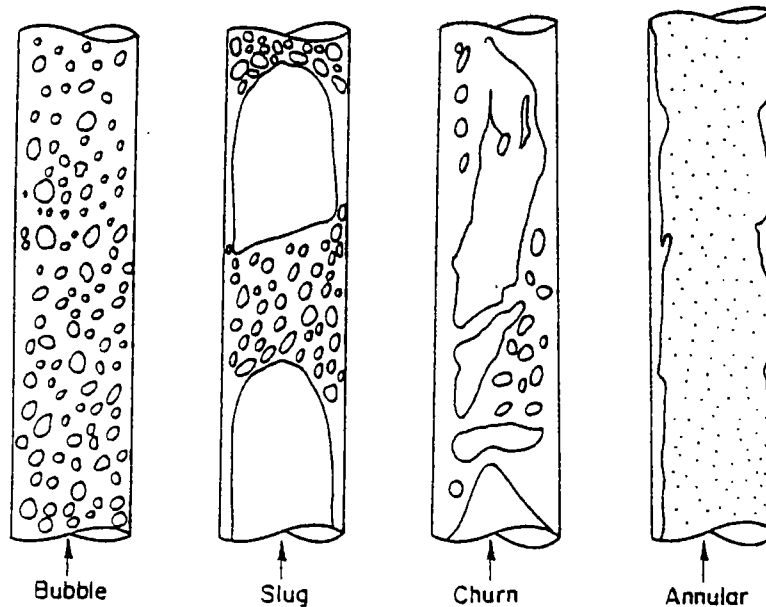


Figure I-1: Schéma des configurations des écoulements diphasiques verticaux

- *L'écoulement à bulles* apparaît pour une quantité de gaz relativement faible mélangée au liquide. La phase gazeuse est distribuée de manière uniforme sous forme de petites bulles discrètes dans la phase liquide continue.

- L'augmentation du taux de gaz dans *l'écoulement* conduit au régime à *poches*. Dans ce cas, la plus grande partie du gaz se trouve sous forme de grosses bulles allongées dont le diamètre est quasi-équivalent à celui de la canalisation. Ces bulles sont souvent appelées « *bulles de Taylor* ». Elles sont séparées entre elles par des ponts de liquide et de la paroi du tube par un film de liquide descendant.

- Le troisième régime d'écoulement, *l'écoulement à poches disloquées*, est similaire au précédent mais est beaucoup plus écumeux et désordonné. Les bulles de Taylor deviennent plus étroites et déformées. Une caractéristique de cet écoulement est son mouvement oscillant.

- Des tirés massiques relativement élevés dans un faible écoulement de liquide génèrent des différences de vitesses importantes entre les phases et l'émergence d'une configuration *d'écoulement annulaire*. Ce dernier se caractérise par la continuité de la phase gazeuse au cœur de l'écoulement. La phase liquide est, d'une part, sous forme d'un film liquide ascendant ondulé et d'autre part, sous forme de gouttelettes entraînées par le cœur gazeux. Chacun de ces régimes d'écoulement décrits ci-dessus présente des propriétés particulières qui, selon les applications, sont désirables ou à éviter. L'une des motivations de cette caractérisation est donc la possibilité de choisir la configuration avec les propriétés voulues pour une application donnée. Ceci requiert des corrélations fiables pour calculer les conditions nécessaires à la mise en oeuvre de tels écoulements.

I-2-2 La carte d'écoulement

Les résultats expérimentaux sur les différentes configurations et les transitions sont bien représentés sur une carte dite d'écoulement dans un choix de coordonnées soit très lié à l'application, comme le flux massique et le titre massique, soit plus lié à des modélisations comme les vitesses superficielles de liquide et de gaz.

Taitel et Dukler ont présenté une alternative aux méthodes expérimentales pour obtenir des cartes d'écoulements. Ils ont proposé des mécanismes pour lesquels les transitions entre les diverses configurations d'écoulement peuvent avoir lieu et les ont modélisé par une série d'équations qui permettent de calculer les frontières entre les différents régimes en connaissant le diamètre du tube et les propriétés physiques des deux phases. Ces transitions ont été étudiées par d'autres auteurs.

Pour l'hélium, où l'on a noté la très faible valeur de la tension superficielle, l'expérience montre d'une part que tous les écoulements présentés précédemment ne sont pas observables pour une conduite donnée et d'autre part que les transitions ne sont pas tranchées mais plutôt que l'on passe continuellement

d'une configuration à l'autre. On s'attachera donc à présenter seulement les transitions vues dans le fluide étudié.

I-2-3 La transition bulles-poches

Pour de très faibles titres, la phase gazeuse créée dans notre cas par ébullition, s'organise en une dispersion de bulles de très petits diamètres qui se comportent comme des sphères rigides et ont un mouvement vertical quasi rectiligne. L'augmentation du titre et donc du taux de vide provoque un accroissement du diamètre des bulles et au delà d'un diamètre critique (explicité dans le paragraphe sur les bulles), les bulles commencent à se déformer et à avoir un mouvement en zig-zag. Ce dernier favorisent les collisions entre bulles qui coalescent et forment des bulles plus grosses du type « dôme sphérique ». La densité de bulles dans l'écoulement croît avec le taux de vide. Si cette densité devient telle que les bulles ont des temps de collisions assez longs, on a formation de très nombreux « dômes sphériques »: c'est la transition bulles-poches.

Des expériences ont suggéré que la valeur du taux de vide correspondant à la transition était de l'ordre de 0.25-0.3 [Griffith, 1964].

Notons que des petites modèles simples permettent d'approcher ce résultat. Par exemple, une approche semi-théorique a été faite par Radovcich et Moissis [Radovcich, 1962] en considérant un matrice cubique dans laquelle fluctuent des bulles indépendantes. La transition a alors lieu pour une fréquence de collisions très élevée correspondant à un taux de vide de l'ordre de 0.3.

Une autre approche est de considérer le problème de l'empilement maximum possible de bulles dans cette même matrice cubique. Si on considère des bulles sphériques rangées dans une matrice cubique, le taux de vide est, au maximum, égal à 0.52. Toutefois, à cause de leur déformation et de leur mouvement aléatoire, le nombre de collisions et de coalescence augmente fortement pour une valeur de taux de vide inférieure à celle obtenue pour des bulles côte à côte. Pour un taux de coalescence important, la distance minimale entre les bulles est de l'ordre d'un demi diamètre ce qui correspond à un taux de vide α égal à 0.25.

Expérimentalement, l'écoulement à bulles est exceptionnellement observé pour $\alpha > 0.35$ et la coalescence est rarement observée pour $\alpha < 0.2$.

- Recherche d'une relation j_g, j_l correspondant à cette transition:

Une manière d'aborder le problème simplement est d'exprimer une grandeur caractéristique. Si on considère la vitesse des bulles $u_{gl} = u_g - u_l$ relative à la vitesse moyenne du liquide, on a l'équation suivante:

$$j_l = j_g \frac{1-\alpha}{\alpha} - (1-\alpha) \cdot u_{gl} \quad (I-29)$$

On néglige, dans ce modèle, la variation radiale de la vitesse locale.

A des faibles vitesses de liquide, la taille des bulles est assez importante pour que leur vitesse soit indépendante de leur taille et ne soit fonction que de leurs propriétés physiques. Pour des bulles indépendantes s'élevant dans un milieu infini, Harmathy a proposé la relation suivante [Harmathy, 1960]:

$$u_{g|_{\infty}} = 1.53 \left[\frac{g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot \sigma}{\rho_l^2} \right]^{0.25} \quad (\text{I-30})$$

Dans notre cas où une bulle évolue en présence d'autres bulles, Zuber et Hench ont proposé l'expression corrigée suivante [Zuber, 1962]:

$$u_{g|} = u_{g|_{\infty}} \cdot (1 - \alpha)^{0.5} \quad (\text{I-31})$$

En substituant $u_{g|}$ dans l'équation (I-29) et en considérant que la transition a lieu pour $\alpha=0.25$, l'équation caractérisant cette transition est donc:

$$j_l = 3j_g - \left[\frac{g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot \sigma}{\rho_l^2} \right]^{0.25} \quad (\text{I-32})$$

Ce mécanisme est seulement valable pour des faibles débits de liquide où les forces turbulentes dispersives ne sont pas prédominantes. Cette transition a été tracée en fonction des vitesses superficielles de liquide et de gaz j_l et j_g et est représentée, sur la figure I-2, par la courbe E.

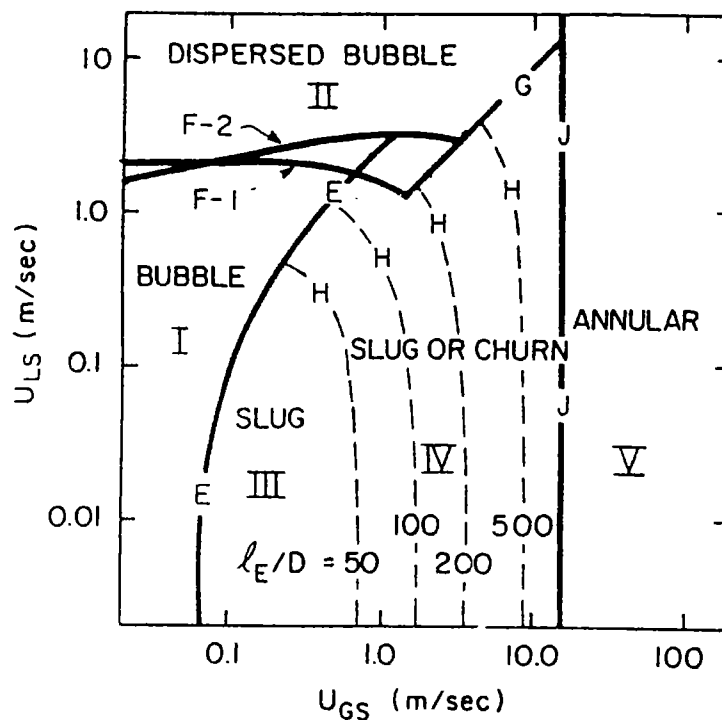


Figure I-2: Carte des configurations d'écoulements; écoulement ascendant dans un tube de diamètre 5.1cm; mélange eau-air à 1 atm [Taitel, Barnea and Dukler, 1980].

I-2-4 La transition poches-poches disloquées

Dans les écoulements d'hélium diphasique, on n'observe pas de poches mais des écoulements où coexistent de nombreuses bulles et que nous appellerons « à bulles agglomérées ». À titre de comparaison, il est utile de présenter la transition « poches-poches disloquées ».

Dans un écoulement à poches, les bulles de Taylor et les ponts de liquide se propagent à vitesse constante. Dans un écoulement à poches disloquées, les ponts liquides entre deux bulles de Taylor sont trop petits pour être stables. Le film liquide tombant qui se trouve autour des bulles de Taylor pénètre profondément dans le « pont » liquide en créant un mélange liquide-gaz fortement agité à un point tel que le pont de liquide se désintègre et tombe de manière chaotique. Le liquide s'accumule plus bas, au niveau du pont liquide précédant celui qui s'est désintégré; la continuité du liquide est retrouvée et ce dernier reprend son mouvement ascendant. On observe, de cette manière, un mouvement oscillatoire du liquide qui est caractéristique de l'écoulement à poches disloquées. D'après les observations de Taitel et Dukler, l'écoulement à poches disloquées est un phénomène d'entrée précédant la formation de poches dans la canalisation. Cette longueur d'entrée ou longueur de stabilisation où sont observées les poches disloquées dépend du débit de l'écoulement et du diamètre du tube.

Une méthode de calcul a donc été développée par Taitel et Dukler afin d'évaluer la longueur nécessaire au développement de l'écoulement à poches. Cette longueur peut s'interpréter comme la longueur d'*existence* des poches disloquées et s'exprime de la manière suivante:

$$\frac{l_E}{D} = 35.5 \frac{u_g}{\sqrt{g \cdot D}} \quad (\text{I-33})$$

où u_g est la vitesse de montée d'une bulle de Taylor.

Cette vitesse de montée d'une bulle de Taylor est donnée de manière assez précise par Collins [Collins, 1978]:

$$u_g = u_c + 0.35\sqrt{g \cdot D} \quad (\text{I-34})$$

Par ailleurs, $u_c = 1.2j$ ce qui donne le résultat final suivant:

$$\frac{l_E}{D} = 42.6 \left(\frac{j}{\sqrt{g \cdot D}} + 0.29 \right) \quad (\text{I-35})$$

où $j = j_g + j_l$.

Ceci montre que la longueur d'entrée adimensionnelle de l'écoulement à poches disloquées dépend du paramètre $j/(g \cdot D)^{0.5}$. Les solutions de cette équation pour différentes valeurs de l_E/D sont présentées sur la figure (I-2) par les courbes désignées par H.

I-2-5 La transition poches disloquées-annulaire

Pour des taux de vide élevés, l'écoulement devient annulaire. Le film liquide monte adjacent à la paroi et l'écoulement gazeux circule au centre du tube en entraînant des gouttelettes de liquide. L'écoulement ascendant de liquide contre la gravité résulte des forces exercées par le coeur de gaz en mouvement rapide. Le film a une interface onduleuse et les ondes tendent à rompre et à entrer dans le coeur gazeux, notamment sous la forme de gouttelettes. Ainsi, la phase liquide a un mouvement ascendant à cause, à la fois, du cisaillement interfacial au niveau du film, de la traînée développée sur les ondes et de la traînée sur les gouttelettes. Les travaux réalisés par Turner [Turner, 1969] permettent de suggérer que l'écoulement annulaire ne peut exister si la vitesse du gaz dans le coeur gazeux est suffisamment élevée pour soulever les gouttelettes.

Quand le débit de gaz est insuffisant, les gouttelettes tombent, s'accumulent et forment un pont liquide; l'écoulement à poches ou poches disloquées réapparaît. La vitesse minimale de gaz requise pour soulever une gouttelette de diamètre d_g est déterminée à partir de l'équilibre entre la gravité et les forces de traînée agissant sur la gouttelette:

$$\frac{1}{2} C_d (\pi \cdot d_g^2 / 4) \cdot \rho_g \cdot u_g^2 = (\pi \cdot d_g^3 / 6) \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g) \quad (\text{I-36})$$

soit
$$u_g = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[\frac{g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot d_g}{\rho_g \cdot C_d} \right]^{0.5} \quad (\text{I-37})$$

La *taille* de la gouttelette est déterminée par l'équilibre entre la force d'impact du gaz qui tend à éclater la gouttelette et les forces de tension de surface qui soulèvent la gouttelette. Hinze a montré que la taille maximale d_g d'une gouttelette stable était [Hinze, 1955]:

$$d_g = \frac{K \cdot \sigma}{\rho_g \cdot u_g^2} \quad (\text{I-38})$$

où K est le nombre de Weber critique et prend une valeur comprise entre 20 et 30 pour des gouttelettes accélérées progressivement.

Les équations (I-36) et (I-37) donnent finalement:

$$u_g = \left[\frac{4 \cdot K}{3 \cdot C_d} \right]^{0.25} \cdot \left[\frac{\sigma \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g)}{\rho_g^2} \right]^{0.25} \quad (\text{I-39})$$

C'est la vitesse du gaz minimale en dessous de laquelle l'écoulement annulaire n'existe pas.

L'étude de Turner permet de choisir $K=30$ et $C_d=0.44$ [Turner, 1969]. Toutefois ces valeurs de K et C_d apparaissent à la puissance $1/4$ ce qui induit que u_g dépend assez peu de leur valeur exacte.

La même analyse peut être faite pour les crêtes des ondes du film ascendant. Ces dernières sont, en effet, soutenues par le coeur gazeux de la même manière que les gouttelettes.

Par ailleurs, l'épaisseur du film dans un écoulement annulaire est assez faible pour que la vitesse de gaz réelle u_g puisse être remplacée par la vitesse superficielle j_g (α étant proche de 1) et la limite de la dernière transition est donnée par:

$$\frac{j_g \cdot \rho_g^{0.5}}{[\sigma \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g)]^{0.25}} = 3.1 \quad (\text{I-40})$$

Dans ce cas, la transition poches disloquées-annulaire est indépendante de l'écoulement liquide et du diamètre du tube. Elle est tracée sur la figure (I-2) sous la forme de la courbe J.

I-3 L'écoulement à bulles

Intéressons nous plus particulièrement aux écoulements à bulles qui ont souvent un rôle prépondérant dans les processus de transfert de chaleur et de matière. Dans ces écoulements, l'interaction entre les bulles et la structure de l'écoulement est un point important. La compétition entre les forces s'exerçant sur les bulles et dues à la tension de surface, la viscosité, l'inertie et à la gravité, produit des effets divers tels que la déformation des bulles et le changement de leur trajectoire. Il existe une importante littérature sur les divers aspects des écoulements à bulles dont une petite partie est présentée dans ce paragraphe, notamment sur le mouvement et la forme des bulles, l'interaction entre ces bulles et la structure de l'écoulement. Tous ces aspects seront abordés dans le chapitre III pour l'hélium diphasique.

I-3-1 Bilan des forces agissant sur une bulle en mouvement ascendant

Dans un écoulement vertical à bulles, l'écoulement liquide interagit avec celui des bulles. Le *milieu* dans lequel évolue la bulle étant *turbulent*, on peut négliger les effets visqueux qui pourraient s'exercer sur la bulle (effet de viscosité négligeable à partir de $Re > 500$): cela correspond à notre cas de figure expérimental. Cette bulle est considérée, en première approximation, comme un corps de révolution autour d'un axe vertical, animé d'un mouvement vertical ascendant avec une vitesse u_g . Sa forme est déterminée par les forces agissant sur sa surface représentées sur la figure I-3 et détaillées ci-après.

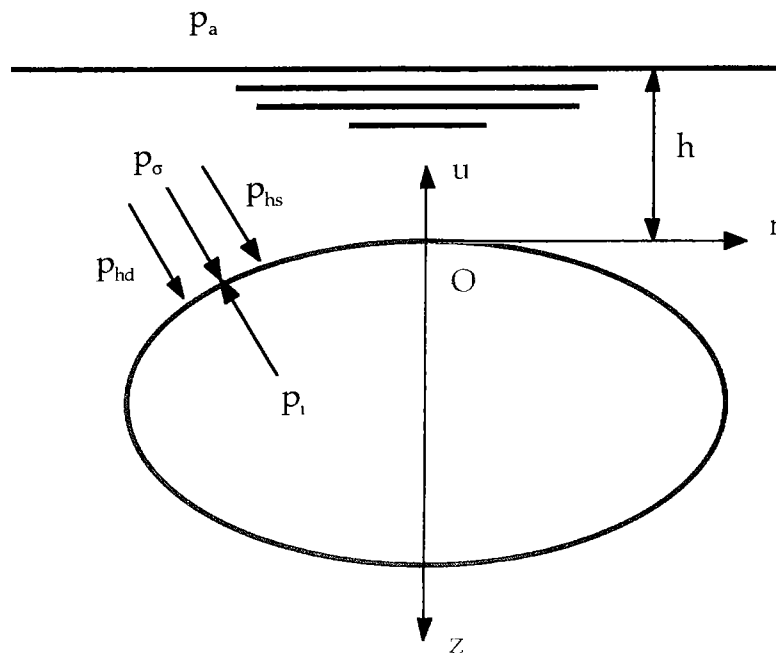


Figure I-3 : Forces agissant sur une particule fluide [Harmathy, 1960]

L'équilibre de ces forces s'exprime donc par un bilan des pressions s'exerçant sur l'interface de la bulle, de la manière suivante [Harmathy, 1960] (figure I-3), avec la définition des différents termes :

$$p_i \text{ pression interne: } p_i = p_{hs} + p_{\sigma} + p_{hd} \quad (\text{I-41})$$

$$p_{i0} \text{ pression interne à } z=0, \text{ avec } p_i = p_{i0} + \rho_g \cdot g \cdot z \quad (\text{I-42})$$

p_{hs} pression hydrostatique et p_a pression atmosphérique, reliés par la relation:

$$p_{hs} = p_a + \rho_l \cdot g \cdot h + \rho_l \cdot g \cdot z \quad (\text{I-43})$$

p_{σ} pression liée à la tension de surface, telle que:

$$p_{\sigma} = \sigma \cdot [(1/R_1) + (1/R_2)] \quad (\text{I-44})$$

p_{hd} pression hydrodynamique

$$p_{hd} = \rho_l \cdot u^2 \cdot p_{hd} (\text{forme}, \alpha) / 2 \quad (\text{I-45})$$

avec $p_{hd} = 1$ à $z=0$ et $R_1=R_2$

Cette pression dynamique traduit, comme son nom l'indique, l'influence de l'écoulement sur la surface de la bulle et peut provoquer sa déformation. Tant qu'elle est du même ordre de grandeur que la pression liée à la tension de surface, la bulle n'est pas déformée [Hinze, 1955]. La bulle adopte, en réalité, une forme où les petites variations de pression liée à la tension de surface, de pression hydrostatique et hydrodynamique sont en équilibre à chaque point [Clift, 1978], autrement dit une forme qui minimise les énergies d'interaction correspondantes.

Examinons un instant le cas d'une bulle dans un *régime* d'écoulement *laminaire*.. On distingue:

- la force externe, éventuellement non uniforme sur la surface de la bulle qui correspond à une contrainte visqueuse par exemple et dont l'ordre de grandeur est $\frac{\mu_g}{d_g} \cdot \frac{\sqrt{\tau}}{\sqrt{\rho_g}}$ (négligée précédemment à cause du régime turbulent; étant

donné que $\tau \approx \rho_g \cdot u^2$, on a $\frac{\mu_g}{d_g} \cdot \frac{\sqrt{\tau}}{\sqrt{\rho_g}} = \mu_g \cdot \frac{u}{d_g}$ et on retrouve la forme classique $\mu \cdot \frac{du}{dx}$

de la contrainte visqueuse) ou à une pression dynamique $\rho \cdot u^2$ imposée par la phase liquide environnante. De plus, l'écoulement ou la bulle elle-même pouvant subir des accélérations dans le temps (l'ordre de grandeur de la vitesse

étant $(\frac{\tau}{\rho_g})^{1/2}$, cette force sera également fonction du temps,

- la tension interfaciale dont l'ordre de grandeur est σ/d_g (d_g diamètre de la bulle) et qui donne lieu à une force de surface s'opposant à la déformation.

On constate, d'après ces bilans de force, que la forme des bulles et la déformation qui peut suivre dépendent non seulement de la configuration locale d'écoulement autour de la bulle (turbulent ou laminaire) mais également des propriétés physiques des deux phases, c'est-à-dire de leur densité, viscosité et tension superficielle. Voyons maintenant l'évolution des formes imposée par l'écoulement et les caractéristiques des fluides.

I-3-2 Caractéristiques des bulles

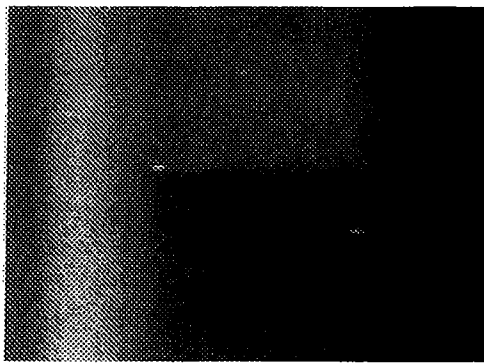
I-3-2-a évolution de la forme des bulles dans un écoulement ascendant

Une bulle évoluant dans un milieu infini, sous l'influence de la gravité, naturellement déformable, peut prendre trois types de forme différents (voir figure I-4):

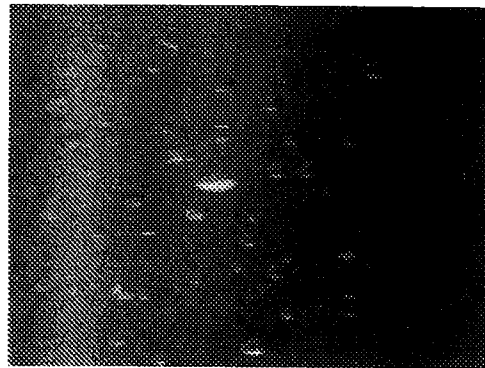
- *sphérique* : on assimile la bulle à une sphère si les forces de tension de surface sont beaucoup plus importantes que les forces d'inertie. Les bulles sont considérées sphériques tant que le rapport du petit axe a de la sphéroïde sur son grand axe b est supérieur à 0,9. Ce type de bulles a un mouvement rectiligne,

- *ellipsoïdale* : ce terme est généralement utilisé en référence à des bulles qui sont aplaties avec une interface convexe (vu de l'intérieur). Ce type de bulle peut être assez différent d'une vraie ellipsoïde et une symétrie longitudinale ne peut donc pas être considérée. De plus, ces bulles subissent généralement des dilatations périodiques et des mouvements oscillants aléatoires ce qui rend la caractérisation de leur forme particulièrement difficile,

- *dôme sphérique* : ce sont des grosses bulles pouvant adopter une base plate ou dentelée et n'ayant pas systématiquement une symétrie longitudinale. De telles particules fluides peuvent ressembler à des demi-sphères ou demi-sphéroïdes aplaties de faible excentricité. Dans ce cas, le terme de "dôme sphérique" ou "dôme ellipsoïdal" est utilisé. D'importants dômes sphériques ou ellipsoïdaux peuvent également présenter de fines enveloppes de fluide dispersé désignées sous le nom de "jupe". Leur mouvement est pratiquement rectiligne.



(a)



(b)



(c)

Figure I-4 : Différents types de bulles visualisées: (a) bulles sphériques, (b) bulles ellipsoïdales, (c) dômes sphériques.

I-3-2-b critères de déformation des bulles

La bulle de vapeur, milieu éminemment déformable, prend donc des formes variées qui résultent de l'équilibre entre les nombreuses forces dues au liquide, aux autres bulles et aux parois de la conduite. Ces situations très complexes se traitent habituellement en terme d'analyse dimensionnelle et phénoménologique. On fait apparaître des rapports de forces ou d'énergie ou toute combinaison d'entre elles, qui ont été identifiées comme intervenant potentiel.

Dans cette première analyse, on s'intéresse au cas de la bulle en milieu infini, réservant l'influence des parois et des autres bulles pour le paragraphe I-3-4. On introduit [Clift, 1978] plusieurs nombres adimensionnels tels que:

le nombre d'Eotvös E_o rapport des forces d'inertie $\Delta\rho \cdot g \cdot d_g$ et des forces de tension de surface σ/d_g :

$$E_o = \frac{g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot d_g^2}{\sigma} \quad (\text{I-46})$$

le nombre de Morton M défini par les propriétés du fluide:

$$M = \frac{g \cdot \mu_l^4 \cdot (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2 \cdot \sigma^3} \quad (\text{I-47})$$

le nombre de Reynolds Re attaché à la bulle :

$$Re = \frac{\rho_l \cdot d_g \cdot u_g}{\mu_l} \quad (\text{I-48})$$

L'une de ces propriétés, la viscosité dynamique μ_l , apparaît dans deux des trois nombres et son rôle peut être surtout significatif pour des grosses bulles.

Ces trois nombres sont représentés dans un diagramme reporté figure I-5 pour des cas raisonnables qui excluent en particulier les valeurs extrêmes de rapport de densité $\gamma = \frac{\rho_d}{\rho_c}$ et de rapport de viscosité $\kappa = \frac{\mu_d}{\mu_c}$ que l'on peut trouver notamment pour des gouttelettes de liquide tombant à travers un gaz.

Remarquons que dans le cas de l'hélium bouillant à 4,2 K, ces rapports sont de l'ordre de $\gamma=0,1327$ et $\kappa=0,3903$ ce qui nous montre que la figure est totalement utilisable pour l'hélium dans nos conditions de travail.

Étant donné que le nombre de Reynolds est le seul des trois nombres adimensionnels à contenir le terme de vitesse, ce graphe peut donc être utilisé afin d'estimer la vitesse terminale (résultant d'un équilibre entre les forces totales de traînée et la force nette de gravité qui s'exercent sur cette bulle) d'une bulle en fonction de sa forme même si par ailleurs, des corrélations plus précises sur ces vitesses existent.

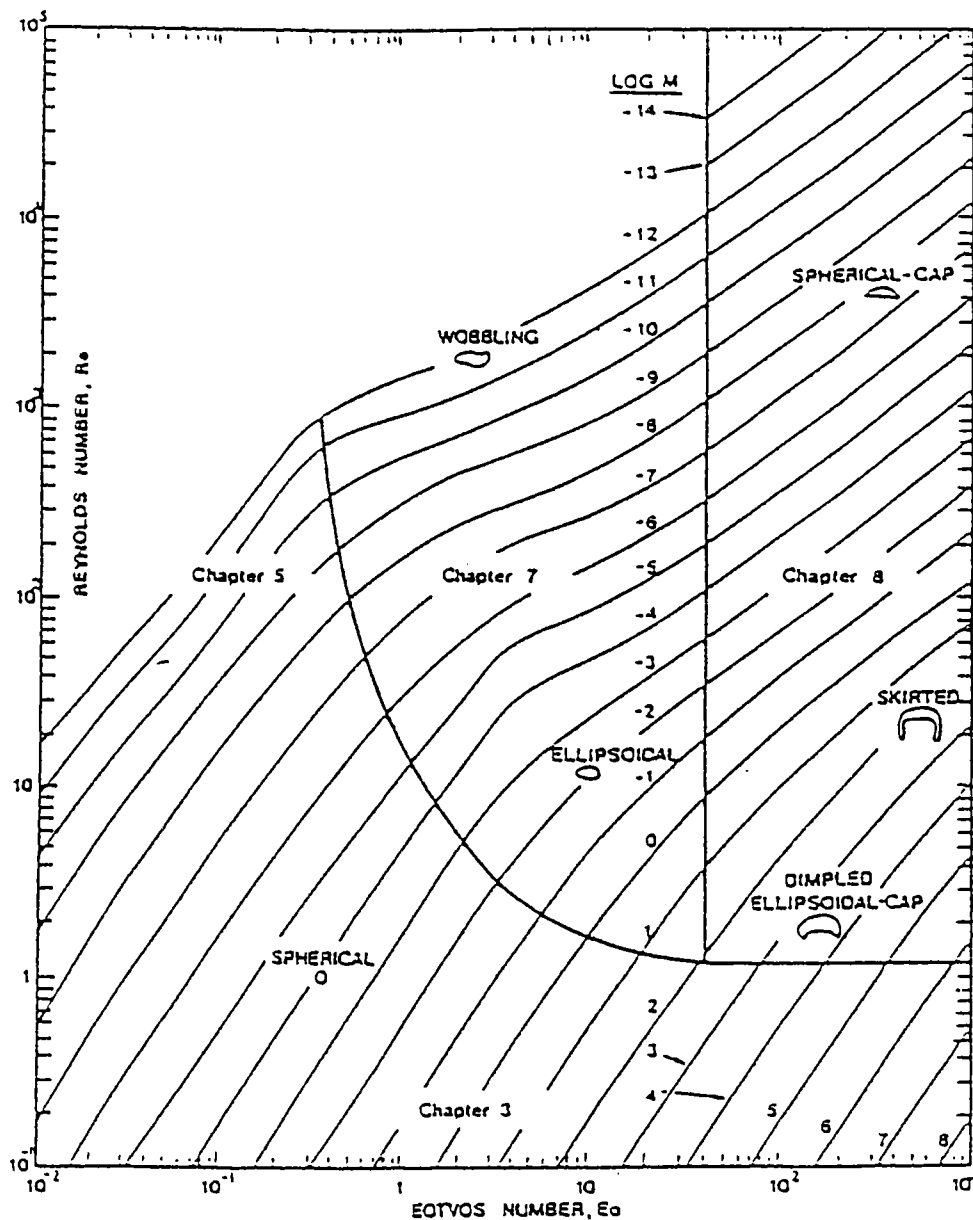


Figure I-5 : Régimes de formes de bulles lors d'un mouvement libre gravitationnel dans un liquide [Clift, 1978].

La déformation de la bulle peut être également être examiner, pour des écoulements laminaires, au travers d'autres nombres [Hinze, 1955]:

le **nombre de Weber** We , rapport des forces externes (forces de traînée) et des forces de tension de surface:

$$We = \frac{\rho \cdot u^2 \cdot d_g}{\sigma} = \frac{\rho \cdot u^2}{\sigma/d_g} \quad (I-49)$$

où $\rho \cdot u^2$ est la pression dynamique de l'écoulement liquide.

le nombre de viscosité Vi traduisant l'influence de la viscosité du liquide sur la bulle:

$$Vi = \frac{\mu_g}{\sqrt{\rho_g \cdot \sigma \cdot d_g}} \quad (I-50)$$

Physiquement, plus le nombre de Weber est élevé, plus la force externe τ est importante comparée à la force de tension interfaciale qui s'oppose à cette force externe, plus la déformation est grande. Pour une valeur critique de ce nombre de Weber $(We)_{crit}$, l'éclatement de la bulle se produit.

Dans le processus d'éclatement, l'effet de viscosité apparaît minorant. On peut donc postuler une relation du type:

$$(We)_{crit} = C[1 + F(Vi)] \quad (I-51)$$

où $(We)_{crit}$ correspond à la valeur de We pour laquelle a lieu l'éclatement de la bulle, $F(Vi)$ tend vers 0 quand Vi tend vers 0, C est la valeur de $(We)_{crit}$ lorsqu'on néglige l'effet de viscosité.

Plus le nombre de viscosité est grand, plus $(We)_{crit}$ est grand. Pour un effet important de la viscosité ($Vi > 0,5$), le taux de déformation est si faible que la vitesse relative du milieu environnant diminue durant le processus de déformation et d'éclatement. Expérimentalement, lorsque $Vi > 2$, l'éclatement n'a plus lieu.

Notons que ce nombre de Weber dépend non seulement de Vi mais également de la manière dont varie la vitesse dans l'écoulement dans le cas où les forces externes de pression dynamique sont beaucoup plus importantes que les forces externes de viscosité. En effet, lorsque We augmente (c'est-à-dire quand la vitesse u augmente), les processus de déformation et l'éclatement de la bulle deviennent plus chaotiques. Dans ce cas, la distribution de pression devient non uniforme ce qui entraîne une accélération de la bulle. Les forces d'accélération agissent sur la bulle et produisent une déformation qui s'ajoute à celle engendrée par la pression.

Remarque : expression du coefficient de traînée d'une bulle déformée

On sait calculer le coefficient de traînée d'une bulle sphérique (les forces d'inertie restent inférieures (ou égales) aux forces de tension de surface qui s'exercent sur elles), soit $C_{s\infty}$. On verra dans le paragraphe suivant que l'approximation sphérique reste valable si le nombre d'Eotvös est inférieur à 1. Pour des valeurs plus élevées, la bulle a un nouveau coefficient de traînée noté C_{∞}^* et on montre que [Clift, 1978], [Das, 1987] l'on peut écrire une corrélation entre

Eo et ce rapport $\frac{C_{\infty}^*}{C_{s\infty}}$ (Coefficient de traînée de la « particule » dans un milieu infini / Coefficient de traînée d'une sphère dans un milieu infini) sous la forme :

$$\frac{C_{\infty}^*}{C_{s\infty}} = 1,29 \cdot \sqrt{Eo} \quad (I-52)$$

Cette relation permettra d'obtenir une évaluation de la vitesse d'une bulle dans le paragraphe I-3-2-c.

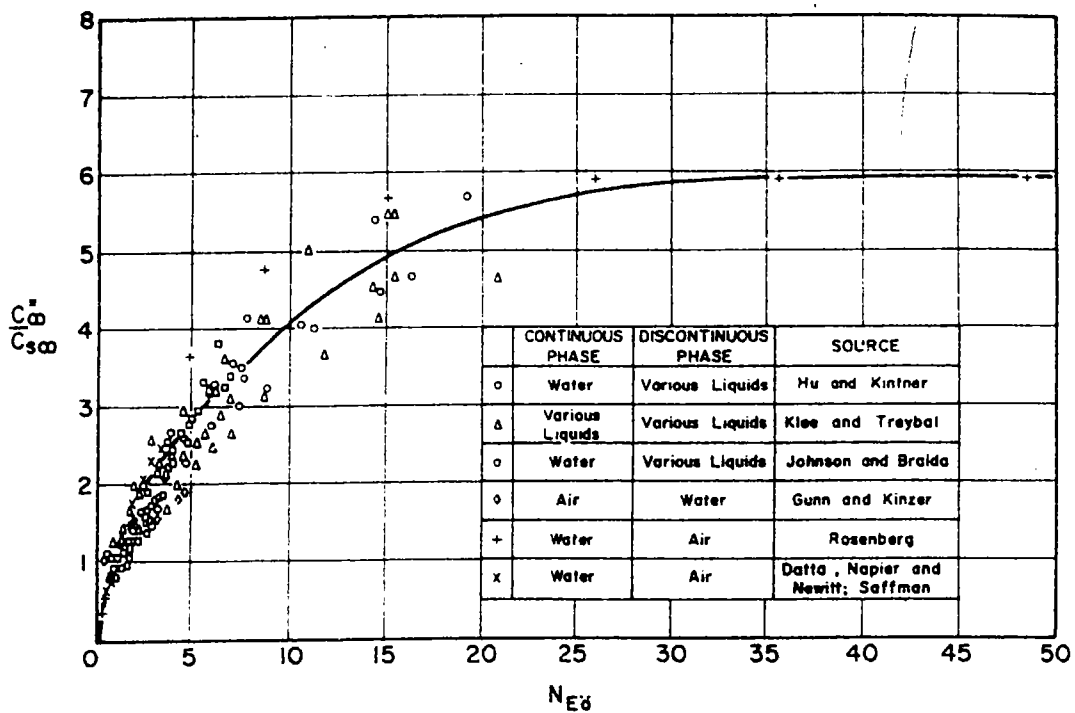


Figure I-6 : Variation du coefficient de traînée $\frac{C_{\infty}^*}{C_{s\infty}}$ avec le nombre d'Eotvös Eo [Harmathy, 1960].

La figure fait apparaître les zones où la sphère devient ellipsoïdale, $1 \leq Eo \leq 13$, ainsi que celle où le rapport $\frac{C_{\infty}^*}{C_{s\infty}}$ devient constant (voir figure I-6), avec déformation des ellipses en dôme sphérique, ce qui correspond à une valeur du nombre d'Eotvös $Eo > 40$.

Toutes ces valeurs sont expérimentales et ont été obtenues pour différents types de mélange diphasique comme le montre la figure I-7. Cette dernière présente

l'évolution de la déformation d'une bulle à l'origine sphérique ($a/b=1$) vers une bulle du type "dôme sphérique" où le rapport a/b atteint un palier de 3,85. On note, toutefois, une dispersion importante du facteur a/b due à l'oscillation de la forme lors du passage sphère/"dôme sphérique".

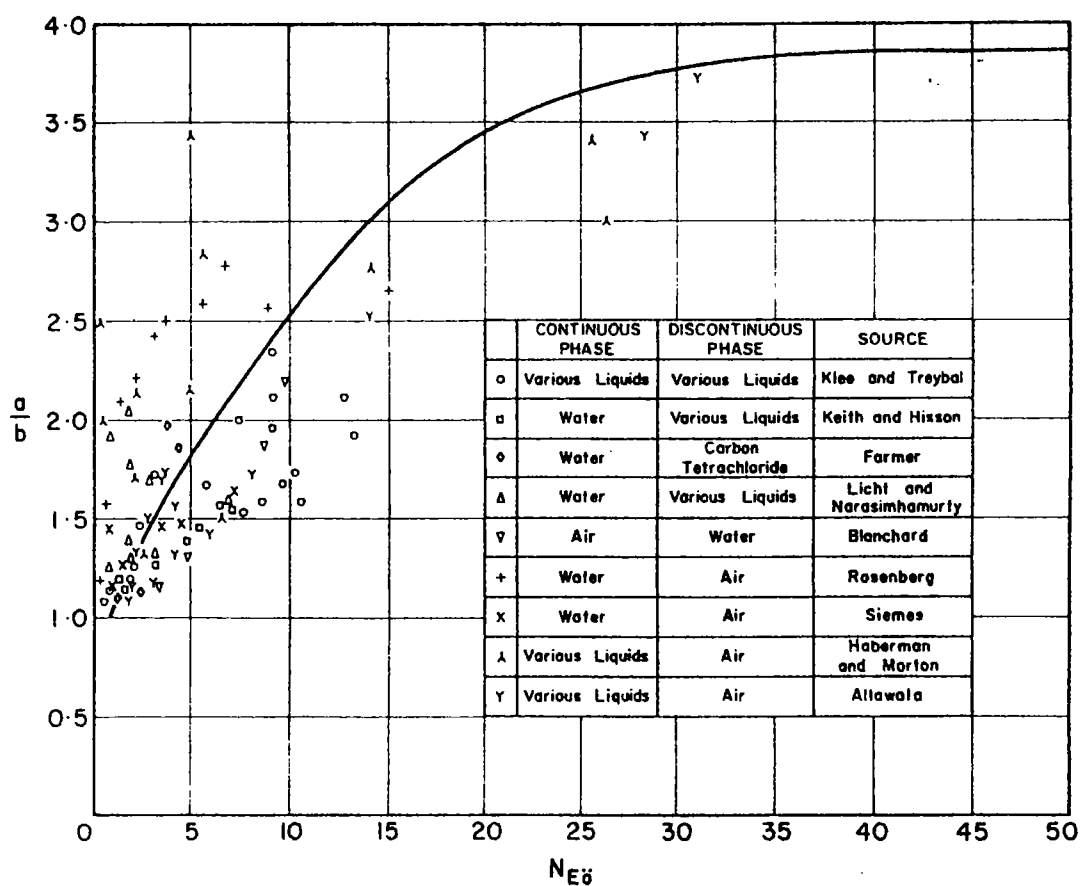


Figure I-7 : Variation de la forme de la bulle avec le nombre d'Eotvös E_o [Harmathy, 1960].

Toutes ces valeurs du nombre d'Eotvös E_o feront l'objet d'applications numériques pour les propriétés de l'hélium, dans le paragraphe I-3-2-c, afin d'avoir une évaluation des diamètres des différents types de bulles ainsi que de leur vitesse. Elles seront également vérifiées expérimentalement.

I-3-2-c Diamètres et vitesses d'ascension des différents types de bulles

Première approche

Les valeurs remarquables du nombre d'Eotvös [Harmathy, 1960] définissent en fait des « transitions » d'un type de forme à un autre. Voyons maintenant les valeurs numériques correspondant à notre cas: l'hélium. À partir de l'expression

$$Eo = \frac{g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot d_g^2}{\sigma}, \text{ on en tire facilement les diamètres ...}$$

Les bulles sphériques ont un diamètre d_g tel que:

$$Eo \leq 1 \dots\dots\dots d_g \leq 0.289 \cdot 10^{-3} \text{ m.}$$

Les bulles ellipsoïdales, modérément déformées, pour:

$$1 \leq Eo \leq 13 \dots\dots\dots 0.289 \cdot 10^{-3} \text{ m} \leq d_g \leq 1.041 \cdot 10^{-3} \text{ m.}$$

Pour $13 \leq Eo \leq 40$, les bulles deviennent fortement déformées mais restent du type ellipsoïdal soit pour un diamètre équivalent:

$$13 \leq Eo \leq 40 \dots\dots\dots 1.041 \cdot 10^{-3} \text{ m} \leq d_g \leq 1.827 \cdot 10^{-3} \text{ m.}$$

Pour $Eo \geq 40$, les bulles sont du type "dôme sphérique", soit pour un diamètre équivalent:

$$Eo \geq 40 \dots\dots\dots d_g \geq 1.827 \cdot 10^{-3} \text{ m.}$$

Vitesses de bulles

Il existe beaucoup de corrélations ou relations possibles pour calculer les vitesses d'une bulle. On peut tout d'abord citer Harmathy [Harmathy, 1960] qui a proposé une relation pour des bulles seules, du type sphérique et dôme sphérique dans un milieu infini **turbulent**, valable pour $Re > 500$ (Re lié à la bulle). Cette vitesse u_∞ a été obtenue à partir de la définition du coefficient de traînée d'une particule et d'une corrélation obtenue expérimentalement entre le coefficient de traînée et le nombre d'Eotvös. Cette vitesse s'exprime donc :

$$\text{bulles sphériques:} \quad u_\infty = 1.53 \cdot \left(\frac{g \cdot \Delta \rho \cdot \sigma}{\rho_l^2} \right)^{1/4} \quad (I-53)$$

pour l'hélium, à 4,2 K et pression atmosphérique, $u_\infty = 0.0758 \text{ m/s}$, quel que soit le diamètre de la bulle.

bulles de type "dôme sphérique":

$$u_{\infty} = 0.71514 \cdot \sqrt{\frac{g \cdot \Delta\rho \cdot d_g}{\rho_l}} \quad (\text{I-54})$$

pour l'hélium, à 4,2 K et pression atmosphérique,
 $d_g \geq 1.827 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ et $u_{\infty} \geq 0.0891 \text{ m/s}$.

Remarque: vitesse et Reynolds de l'écoulement liquide

À titre indicatif, on a pour notre canalisation de diamètre $D=10\text{mm}$:

- pour un débit d'hélium liquide de 1 g/s..... $u_{\text{écoulement}} = 0.102 \text{ m/s}$ et $Re = 40114$
- pour un débit d'hélium liquide de 0,5 g/s..... $u_{\text{écoulement}} = 0.050 \text{ m/s}$ et $Re = 20057$
- pour un débit d'hélium liquide de 0,2 g/s..... $u_{\text{écoulement}} = 0.020 \text{ m/s}$ et $Re = 8023$.

Autres corrélations

D'autres corrélations prenant en compte les effets de l'inertie du liquide, de la tension de surface et de la viscosité ont été proposées par Peebles et Garber [Wallis, 1969]. Les vitesses proposées ci-dessous correspondent au cas de bulles seules s'élevant dans un milieu infini. Les domaines d'application de ces corrélations sont déterminées par les groupes adimensionnels suivants:

$$Re_g = \frac{\rho_l \cdot u_{\infty} \cdot d_g}{\mu_l}$$

$$G_1 = \frac{g \cdot \mu_l^4}{\rho_l \cdot \sigma}$$

$$G_2 = \frac{g \cdot d_g^4 \cdot u_{\infty}^4 \cdot \rho_l^3}{16 \cdot \sigma^4}$$

Les corrélations sont regroupées dans le tableau suivant:

	Vitesse terminale	Domaine d'application
Région 1	$u_{\infty} = \frac{d_g^2 \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot g}{18 \cdot \mu_l}$	$Re_g < 2$
Région 2	$u_{\infty} = 0,33 \cdot g^{0,76} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\mu_l}\right)^{0,52} \cdot \left(\frac{d_g}{2}\right)^{1,28}$	$2 < Re_g < 4,02 \cdot G_1^{-0,214}$
Région 3	$u_{\infty} = 1,35 \cdot \left(\frac{4 \cdot \sigma}{\rho_l \cdot d_g}\right)^{0,5}$	$4,02 G_1^{-0,214} < Re_g < 3,1 G_1^{-0,25}$ $16,32 G_1^{0,144} < G_2 < 5,75$
Région 4	$u_{\infty} = 1,18 \cdot \left(\frac{g \cdot \sigma}{\rho_l}\right)^{0,25}$	$3,1 G_1^{-0,25} < Re_g$ $5,75 < G_2$
Région 5	$u_{\infty} = \sqrt{\frac{g \cdot d_g}{4}}$	$d_g > 4 \cdot \left(\frac{\sigma}{g \cdot \rho_l}\right)^{0,25}$

Pour les propriétés de l'hélium, on obtient les domaines d'application suivants:

	Vitesse terminale	Domaine d'application
Région 1	$u_{\infty} = \frac{d_g^2 \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot g}{18 \cdot \mu_l}$	$d_g < 0,013 \text{mm}$ $Re_g < 2$
Région 2	$u_{\infty} = 0,33 \cdot g^{0,76} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\mu_l}\right)^{0,52} \cdot \left(\frac{d_g}{2}\right)^{1,28}$	$0,013 \text{mm} < d_g < 0,194 \text{mm}$ $2 < Re_g < 883,9$
Région 3	$u_{\infty} = 1,35 \cdot \left(\frac{4 \cdot \sigma}{\rho_l \cdot d_g}\right)^{0,5}$	$0,194 \text{mm} < d_g < 0,707 \text{mm}$ $883,9 < Re_g < 1688,7$
Région 4	$u_{\infty} = 1,18 \cdot \left(\frac{g \cdot \sigma}{\rho_l}\right)^{0,25}$	$0,707 \text{mm} < d_g$ $1688,7 < Re_g$
Région 5	$u_{\infty} = \sqrt{\frac{g \cdot d_g}{4}}$	$d_g \geq 1,076 \text{mm}$

Dans le cas précis d'une bulle sphérique d'hélium de diamètre $d_b = 0,25 \text{mm}$ (diamètre réel d'une bulle mesuré sur une photographie), la vitesse de la bulle donnée par le critère de la région 3 est $u_{\infty} = 0,10167 \text{m/s}$. Cette vitesse, contrairement au critère de la région 4 précédemment cité, prend en compte le diamètre de la bulle.

Influence des parois

Quand une bulle s'élève dans un milieu fini comme une conduite, sa vitesse est généralement plus faible que celle prédite par les corrélations présentées dans le tableau ci-dessus. Dans un tube de diamètre D , le rapport de la vitesse de la bulle u_b et de la vitesse dans un milieu infini u_∞ peut s'exprimer en fonction du rapport $\frac{d_g}{D}$. Une bonne approximation des résultats, pour un fluide non visqueux, est donnée par:

$$\begin{aligned} \frac{d_g}{D} < 0.125 & \dots \dots \dots \frac{u_g}{u_\infty} = 1 \\ 0.125 < \frac{d_g}{D} < 0.6 & \dots \dots \dots \frac{u_g}{u_\infty} = 1,13.e^{\left(\frac{d_g}{D}\right)} \\ 0.6 < \frac{d_g}{D} & \dots \dots \dots \frac{u_g}{u_\infty} = 0.496\left(\frac{d_g}{D}\right)^{-0.5} \end{aligned}$$

Approche graphique

Toutes ces considérations et valeurs numériques nous permettent maintenant d'utiliser le diagramme figure I-5, sous forme de « corrélation graphique » généralisée en fonction de Eo , M , Re . On obtient alors pour l'hélium:

On calcule la valeur nombre de Morton, soit $M=9,849.10^{-12}$ et $\log M=-11$.

On peut alors se placer sur la courbe correspondante de la figure I-5 et la décrire:

Conditions d'obtention des bulles sphériques, on a:

$$\begin{aligned} 9 \leq Re \leq 700 \text{ et } 10^{-2} \leq Eo \leq 0.363 \\ 2.888.10^{-5} \text{ m} \leq d_g \leq 0.174.10^{-3} \text{ m} \\ \text{soit} \quad 0.00131 \text{ m/s} \leq u_g \leq 0.6144 \text{ m/s} \end{aligned}$$

Conditions d'obtention des bulles ellipsoïdales oscillantes:

$$\begin{aligned} 700 \leq Re \leq 7000 \text{ et } 0.363 \leq Eo \leq 40 \\ 0.174.10^{-3} \text{ m} \leq d_g \leq 1.827.10^{-3} \text{ m} \\ \text{soit} \quad 0.0097 \text{ m/s} \leq u_g \leq 1.02 \text{ m/s} \end{aligned}$$

Conditions d'obtention des bulles de type « dôme sphérique »:

$$7000 \leq Re \leq 10^5 \text{ et } 40 \leq Eo \leq 800$$

$$1.827 \cdot 10^{-3} \text{ m} \leq d_g \leq 8.169 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

soit

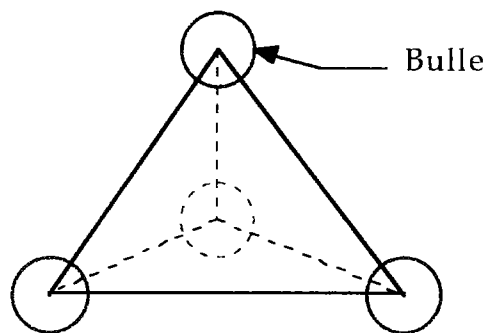
$$0.0217 \text{ m/s} \leq u_g \leq 1.3878 \text{ m/s}$$

Les deux sources d'information sur les critères de déformation nous donnent des résultats similaires de diamètres de bulles pour l'hélium. Quant aux vitesses de bulles, on peut estimer que la corrélation graphique est moins précise que les autres corrélations proposées sous formes d'équations

I-3-3 Coalescence des bulles

I-3-3-a régime laminaire de la phase liquide et coalescence

Comme nous l'avons vu précédemment, la coalescence devient significative lorsque le taux de vide atteint une valeur approximative de 0,3 [Mishima, 1984]. Cette valeur est obtenue à partir d'une considération géométrique assez simple. On suppose que les bulles sont distribuées dans une matrice tétraédrique dans laquelle chaque bulle fluctue. On considère qu'il existe une sphère d'influence autour de chaque bulle. Bien que ces sphères d'influence puissent se chevaucher dans certains cas, la somme de tous les volumes sphériques est égale au volume total du mélange. Le nombre de collisions et de coalescence devient très important lorsque la distance entre deux bulles devient inférieure à deux fois le rayon d'une bulle comme le montre la figure I-8.



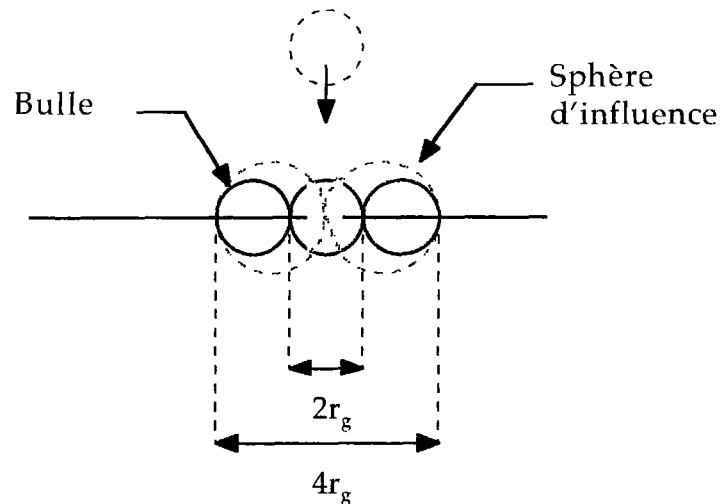


Figure I-8 : Groupe de bulles et configuration de coalescence [Mishima, 1984]

De plus, comme cela a été également souligné précédemment, *cette coalescence est également influencée par le mouvement aléatoire des bulles*. Selon la littérature [Clift, 1978], des fluctuations de vitesse et de direction apparaissent pour des nombres de Reynolds de l'écoulement $Re < 270$.

Une sphère présente un mouvement oscillatoire et suit une trajectoire en zigzag avec une longueur d'onde égale à douze fois le diamètre et une amplitude latérale égale approximativement à $\frac{0.37 \cdot d_g}{(1 + 2 \cdot \frac{\rho_g}{\rho_l})}$. Pour de plus faibles Reynolds, ce

phénomène est associé à une modification du sillage ce qui induit un mouvement secondaire de la particule qui augmente sa traînée. Ce sillage apparaît pour un nombre de Reynolds de 20. Il correspond à un changement de signe de la vorticité et apparaît, en premier lieu, au point d'arrêt de l'écoulement, point où l'écoulement arrive perpendiculairement à la bulle. Physiquement, il y a formation de petits tourbillons et recirculation de l'écoulement dans le sillage. Pour des bulles ellipsoïdales aplaties, on observe expérimentalement, deux types de mouvement secondaire:

- des oscillations auxquelles s'ajoute la rotation du petit axe de la bulle ellipsoïdale,
- une rotation continue ou agitation autour d'un axe horizontal.

I-3-3-b régime turbulent de la phase liquide et coalescence des bulles

--> Turbulence et bulles

Dans un écoulement à bulles turbulent, des petites bulles coexistent avec d'autres plus grosses. Ces dernières s'élèvent, en général, au coeur de l'écoulement (voir

paragraphe 1-3-4) mais également au niveau de la paroi. Dans cette région, elles sont déformées par les forts gradients de contrainte de cisaillement et de vitesse. et la production d'énergie de turbulence est importante. Par ailleurs, l'intensité de la turbulence augmente avec le titre en gaz car les gros tourbillons présents dans l'écoulement (du fait même de la turbulence) sont cassés en plus petites structures sous l'effet de l'agitation des bulles de plus en plus nombreuses [Sato, 1995].

Les forces turbulentes morcellent et dispersent donc la phase gazeuse en petites bulles.

La théorie de l'éclatement des bulles par la turbulence de l'écoulement a été développé par Hinze [Hinze, 1955] et confirmée par Sevik et Park [Sevik, 1973]. Hinze a montré que *les forces de pression dynamique créées par la turbulence constituent le facteur déterminant la taille des plus grosses bulles et sont donc responsables de l'éclatement des bulles.*

Ces forces sont provoquées par des variations de vitesse induites par les bulles (prédominantes au niveau de la paroi) sur des distances au plus égales au diamètre de la bulle.

Dans le cas le plus simple où on peut appliquer la loi de Kolmogorov [Landau, 1971] à l'énergie cinétique créée par les fluctuations de vitesse, la turbulence peut être déterminée seulement par le taux de dissipation d'énergie ε par unité de masse et de temps. Cette dissipation d'énergie, dans l'écoulement à bulles, est due essentiellement aux petites bulles (inférieure à l'échelle de Kolmogorov) qui réduisent l'intensité de la turbulence, les grosses bulles (supérieure à cette même échelle) ayant tendance à augmenter l'énergie de la turbulence [Sato, 1995].

Ainsi par exemple, selon Coualoglou et Tavlarides [Coualoglou, 1977], lorsque l'énergie cinétique turbulente \bar{E}_c transmise à une goutte d'eau par des tourbillons turbulents est supérieure à l'énergie de surface de la goutte E_s ($E_s = K \cdot \sigma \cdot d_g^2$), cette dernière éclate [Coualoglou, 1977]. Cette énergie cinétique peut être écrite sous la forme :

$$\bar{E}_c = C_2 \cdot \rho_g \cdot d_g^2 \cdot \bar{v}^2 \text{ et } \bar{v}^2 = C_1 \cdot (\varepsilon \cdot d)^{2/3} \quad (\text{I-55})$$

avec $C_1=2$ constante déterminée par Batchelor, C_2 constante.

Les fluctuations de vitesse prédominantes au niveau de la paroi, notamment lorsqu'on examine l'effet des bulles sur la distribution de l'énergie cinétique turbulente, sont donc dues également au déplacement du liquide par les bulles de gaz [Michiyoshi, 1965].

La signification du WEBER critique apparait ici simplement comme le seuil acceptable de fluctuations de vitesse ou d'énergie turbulente.

On peut ainsi exprimer le diamètre maximum d_{\max} que la bulle puisse avoir par:

$$\frac{\rho_l \cdot d_{\max}}{\sigma} \cdot C_1 \cdot (\varepsilon \cdot d_{\max})^{2/3} = \text{constante} = (We)_{\text{crit}} \quad (\text{I-56})$$

soit
$$d_{\max} = C \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho_l}\right)^{3/5} \cdot \varepsilon^{-2/5} \quad (\text{I-57})$$

où d_{\max} est le diamètre maximum stable de la phase dispersée (dans notre cas, il s'agit de la phase gazeuse). La valeur de la constante C qui apparaît dans la formule précédente a été déterminée expérimentalement par plusieurs scientifiques dont Hinze grâce aux données de Clay [Clay, 1950] et Sevik et Park [Sevik, 1973]. Tous ont trouvé une même valeur de C égale à 0,725.

Par ailleurs, les bulles issues de la turbulence sont sphériques et ont un mouvement rectiligne uniforme ascendant, et ceci n'est vrai que si le nombre d'Eotvös associé est théoriquement inférieur à 1. Brodkey [Brodkey, 1967] a comparé expérimentalement le comportement d'une sphère rigide et d'une gouttelette d'eau. La déviation entre ces deux comportements commencent à être remarquable dès que $Eo \cong 0,4$. On peut donc en conclure que

la protection contre la coalescence apportée par la turbulence cesse si le nombre d'Eotvös associé Eo est supérieur à 0.4. On en tire un deuxième diamètre limite de bulles qui s'ajoute à l'information apportée par d_{\max} . Il vient en effet:

$$\frac{(\rho_l - \rho_g) \cdot d_g^2 \cdot g}{\sigma} > 0,4 \quad (\text{I-58})$$

soit
$$d_g < d_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{0,4 \cdot \sigma}{(\rho_l - \rho_g) \cdot g}} \quad (\text{I-59})$$

En appliquant (I-59) aux propriétés de l'hélium, on trouve un diamètre critique

$$d_{\text{crit}} = 0,000183\text{m.}$$

Parmi les très nombreuses remarques complémentaires qu'il conviendrait de faire ici, on peut citer d'autres résultats de Michiyoshi et Serizawa qui confirment la description précédente.

1/ Lorsque les fluctuations deviennent suffisamment puissantes pour provoquer l'éclatement des bulles tel que $d_{\max} \leq d_g \leq d_{\text{crit}}$, les bulles restent dispersées même pour un taux de vide supérieur à 0,3. Tout se passe comme si le mouvement des bulles n'est plus affectée par les autres bulles.

2/ A contrario, ils ont proposé une valeur complémentaire et expérimentale de taux de vide $\alpha=0,065$ pour laquelle une bulle est *accélérée dans les sillages des autres bulles et finit par coalescer avec d'autres bulles* pour former une plus grosse du type "dôme sphérique"[Michiyoshi, 1965].

Ce résultat a été observé pour un mélange eau-air mais à priori, peut s'appliquer à un mélange diphasique d'hélium. En effet, *cette valeur $\alpha=0,065$ correspond théoriquement à la modélisation de l'écoulement turbulent à bulles* où ces dernières sont espacées d'une distance égale à deux fois leur rayon.

Cette distance étant trop faible pour que les bulles coexistent entre elles, il y a coalescence.

--> L'analyse en termes de diamètre et de mouvement ne doit pas faire oublier un dernier point essentiel:

Pour que la coalescence des bulles ait lieu, les particules doivent, dans un premier temps, entrer en collision et dans un second temps, rester en contact durant un temps suffisant pour que le processus de drainage du film, de rupture du film et donc de coalescence aient lieu [Das, 1987]. Durant ces étapes, un tourbillon peut séparer les particules et empêcher la coalescence!

I-3-4 Organisation spatiale des bulles et profil de α

Le « développement » (établissement) d'un écoulement à bulles a été examiné en détails [Liu, 1993], [Grossetête, 1995] par *des mesures de profils radiaux de taux de vide local de gaz, de fréquence de bulles, de vitesse de bulles et de taille de bulles*, dans la région de création de l'écoulement et dans une région plus en aval où l'écoulement est supposé totalement établi, **cet écoulement étant toujours turbulent**. Dans un écoulement ascendant à bulles, l'expansion de la phase gazeuse associée au gradient de pression provoque le « développement » continu de l'écoulement. La structure de l'écoulement à bulles est donc affectée par cette expansion du gaz mais également par les conditions de mélange liquide-gaz et les phénomènes de coalescence et de fragmentation des bulles.

Dans ces zones d'établissement de l'écoulement et de régime établi, on note un fort taux de gaz en paroi et la présence des bulles les plus grosses près de cette paroi. Ce maximum observé près de la paroi se traduit par une concentration de bulles ayant une probabilité plus importante de coalescence. Autrement dit, le fort gradient de contrainte de cisaillement près de la paroi entraîne la présence de bulles déformées dans la direction de l'écoulement et de diamètre équivalent plus grand. La théorie de Zun [Zun, 1990] postule que les bulles migrent vers la paroi à cause de la poussée transverse.

Le profil de « *fréquence* » de bulles qui résulte de cette répartition a une forme de selle de cheval, tout comme le profil de taux de vide (voir figure I-9-a-c). Cette « fréquence » de bulles correspond à un nombre de bulles par seconde, c'est-à-dire à une moyenne temporelle : plus cette fréquence est importante, plus les bulles de gaz présentes par unité de temps sont nombreuses et donc, plus le taux volumique de gaz ou taux de vide est élevé.

Ces bulles, quelles que soient leur organisation dans la section, présentent un profil de vitesse parabolique (voir figure I-9-d), vitesse qui augmente légèrement avec la taille des bulles.

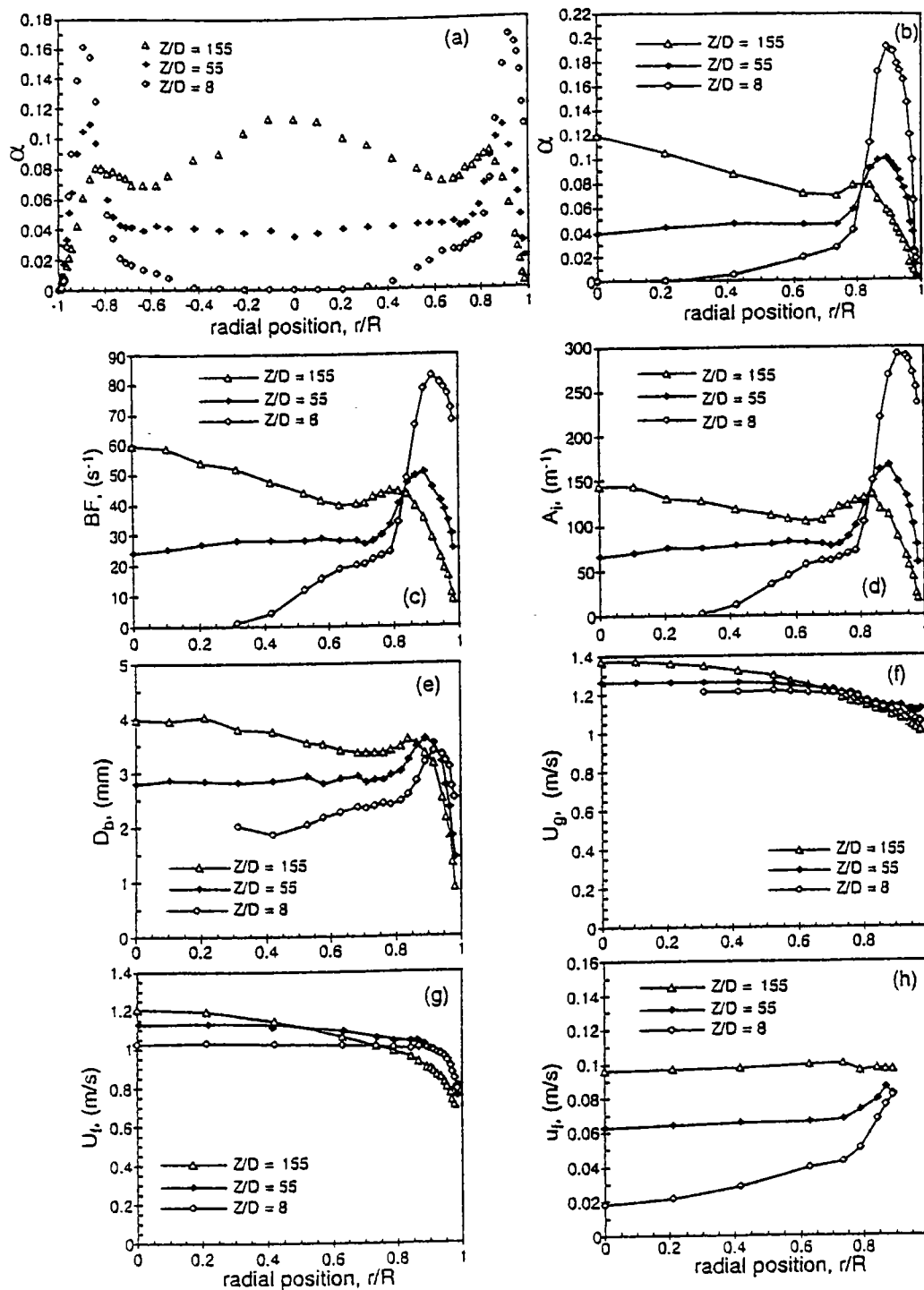


Figure I-9: Développement axial d'un écoulement à bulles pour un mélange eau-air ($J_l=0,877m/s$, $J_g=0.0588m/s$). Evolution du taux de vide mesuré par des fibres optiques (a), du diamètre équivalent moyen des bulles (b), de la fréquence des bulles (c), de la vitesse moyenne du gaz (d) [Grossetête, 1995].

Il est à noter que cette croissance des bulles et leur migration sont suivies non seulement par une augmentation de la vitesse des bulles au coeur de l'écoulement et mais également par celle de la vitesse du liquide à cause du rétrécissement de la section de passage du liquide.

--> Profil de taux de vide

La littérature nous présente une évolution du profil de taux de vide local en fonction de la position radiale dans le tube, pour différents titres massiques, qui sera explicitée dans la partie III, en comparaison avec nos mesures expérimentales.

On peut retenir, ici, les trois points suivants:

- pour des faibles titres massiques (0 à 1.5%), le profil est parabolique [Grossetête, 1995]: les bulles peu nombreuses restent majoritairement au centre du tube,

- pour des titres massiques plus élevés, de l'ordre de 1.5 à 15%, le profil prend la forme d'une selle de cheval présentée sur la figure I-9-a, pour les raisons invoquées précédemment (turbulence, contrainte de cisaillement en paroi),

- pour des titres supérieurs à 15% et ce jusqu'à 25%, le profil du taux de vide adopte un profil parabolique. Le diamètre des bulles atteint alors une valeur critique. Les bulles, suite à leur croissance due à l'expansion de gaz et à la coalescence le long du tube, ont tendance à migrer au cœur de l'écoulement.

D'autres études ont montré l'existence d'un diamètre critique d_{crit} de l'ordre de 4-5 mm pour un mélange eau-air. Les bulles de diamètre inférieur à d_{crit} sont proches de la paroi alors que celles de diamètre supérieur se situent au cœur de l'écoulement.

Conclusion:

Il existe donc, dans un régime d'écoulement à bulles assez concentrées, une forte dépendance entre la distribution du diamètre des bulles, leur fréquence et le profil de taux de vide. Le changement de ce profil de taux de vide est observé expérimentalement souvent avec la coalescence des bulles et leur croissance et est associé à la transition bulles-poches.

Pour un écoulement à poches, le diamètre moyen des bulles avoisine celui du tube de circulation et le profil du taux de vide s'aplanit au cœur de l'écoulement.

I-4 Mesures des paramètres caractéristiques des écoulements diphasiques

Un travail analytique et expérimental considérable a été réalisé sur l'étude des écoulements diphasiques [Jones, 1976]. Avant les années 1960-1970, on avait accordé très peu d'importance à la complexité des systèmes diphasiques et ce n'est que depuis les premières études de Neal et Bankoff (1963), Lackmé (1964), Agakawa (1964), Ishigai (1965) et de Delhaye (1968) que l'on s'intéresse aux caractéristiques statistiques et fluctuantes de ces écoulements. Des systèmes expérimentaux ont été développés dans le but de mesurer des paramètres jusqu'alors mal connus. Aux problèmes rencontrés dans le monophasique, pour faire des mesures, sont venus s'ajouter les problèmes dus à la présence des *deux phases matérialisées par une interface* et au confinement de l'écoulement. Les difficultés liées au diphasique sont par exemple

- le piégeage des bulles dans les lignes manométriques,
- l'apparition de fluctuations significatives sur des paramètres à mesurer,
- des effets de cavitation...

À ces problèmes viennent s'ajouter ceux liés à la géométrie de l'écoulement tels que les parois métalliques imposées par les conditions de température et de pression ou les petits diamètres hydrauliques comme dans les faisceaux de lignes et surtout dans notre cas la cryogénie.

Parmi les méthodes utilisables et utilisées par les différents groupes, on peut retenir pour le domaine cryogénique:

- des mesures de pression qui peuvent être associées à une analyse probabiliste (PDF),
- des mesures de taux de vide réalisées à l'aide d'un capteur capacitif, d'un fil chaud,
- d'autres caractéristiques telles que la mesure de l'atténuation d'un faisceau lumineux.

Comme rappelé dans l'introduction, dans le cadre de notre étude, nous avons dû nous résigner à choisir de caractériser les écoulements par deux types d'information principales :

--> des mesures d'atténuation d'un faisceau lumineux traversant l'écoulement diphasique,

--> la mesure de taux de vide réalisée par mesure de « l'absorption » d'un faisceau d'électrons.

Ces deux capteurs et leurs résultats seront présentés respectivement dans les chapitres II et III. Le capteur capacitif ne donnant pas dans toute la plage de titre une information quantitative exacte, sera considéré comme délivrant des ordres de grandeurs utiles.

Bien que notre tentative d'utilisation des capteurs de pression cryogéniques se soit finalement soldée par un échec, il semble utile de rappeler ici les autres travaux faits pour obtenir une information caractéristique de l'écoulement à partir des capteurs pression et fil chaud. On développe brièvement ces deux points.

I-4-1 Mesures de pression

introduction

Les fluctuations des pressions différentielles ont été utilisées pour identifier les régimes d'écoulement notamment dans des mélanges eau-azote gazeux par Goichi Matsui [Matsui, 1986] parce qu'il est apparu que ces fluctuations étaient étroitement liées aux configurations d'écoulement. Par cette méthode, il est possible d'identifier les différentes configurations grâce à la forme des distributions fréquentielles, l'ordre de variance et la valeur moyenne des pressions différentielles. Matsui a montré que l'on pouvait estimer en particulier, en corrélant les deux pressions différentielles mesurées à deux endroits différents, des paramètres physiques tels que les vitesses moyennes des poches de gaz ainsi que leur longueur, le taux de vide et les fréquences caractéristiques obtenues à partir de la densité spectrale de puissance.

le principe de mesure

Dans cette méthode, les pressions différentielles sont utilisées à la place des pressions absolues pour éliminer l'effet des fluctuations de pression statique qui contiennent une information liée à l'environnement extérieur à la section testée.

Ces *pressions différentielles* sont détectées avec des prises de pression situées,

- d'une part, sur une courte distance équivalente au rayon («échelle courte») pour détecter la présence de bulles,
- d'autre part, sur une plus longue distance équivalente à vingt fois le rayon («échelle longue») pour détecter les poches de gaz (voir figure I-13).

Ces distances sont soigneusement choisies afin d'obtenir des intervalles d'observation rationnels qui permettent la caractérisation des différents régimes. En effet, la distribution fréquentielle de ces fluctuations de pression dépendent de l'échelle d'observation.

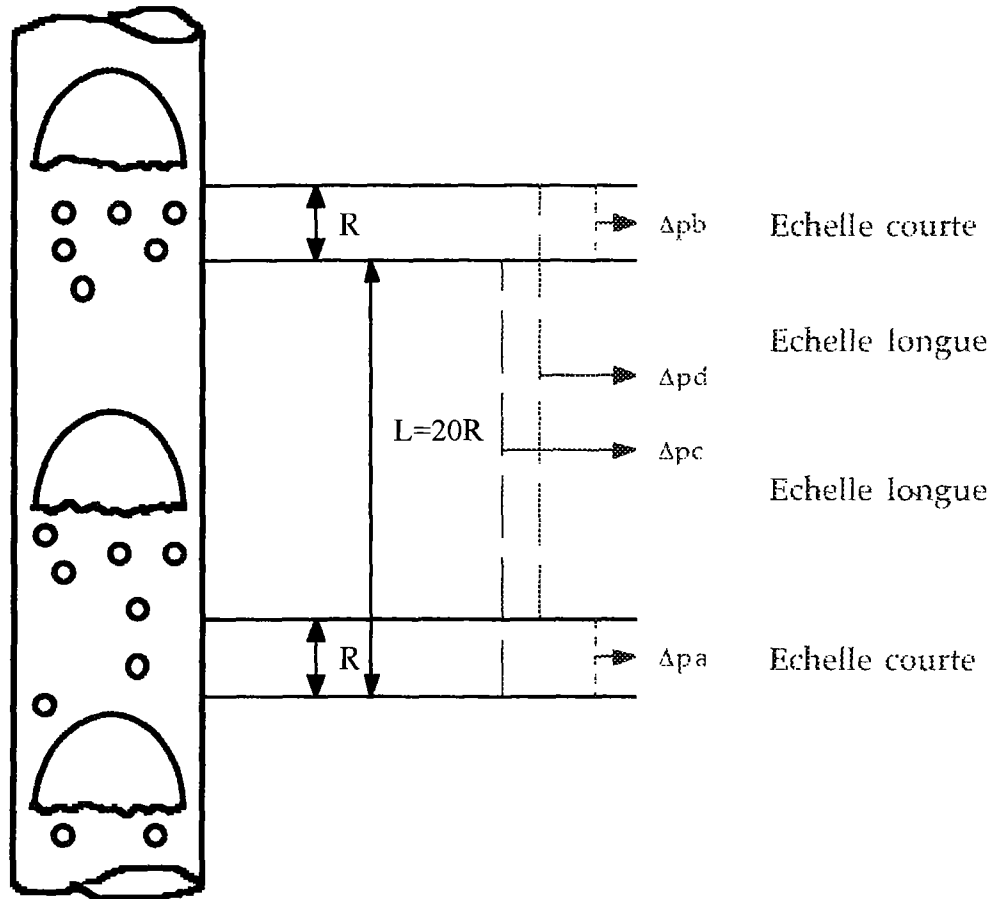


Figure I-13: Echelles de mesures sur la section testée

La pression différentielle Δp ainsi mesurée est constituée d'une composante moyennée dans le temps et d'une composante fluctuante. Elle peut être normalisée par la pression différentielle Δp_0 de la même section mesurée et remplie d'un liquide statique. On considère alors:

$$1 - \frac{\Delta p}{\Delta p_0} = \Delta P \quad (\text{I-60})$$

Ces pertes de pression normalisées constituent un paramètre qui, après un traitement approprié, peut être caractéristique des écoulements créés. En effet, la littérature nous donne l'exemple d'analyse probabiliste (la fonction de densité de probabilité PDF présentée dans l'annexe 2) qui fait apparaître des pics caractéristiques pour des taux de vide et des écoulements donnés (figure I-14).

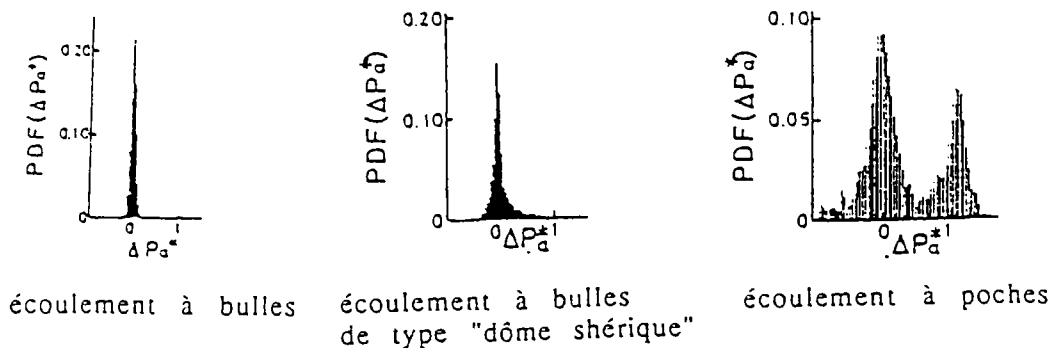


Figure I-14: Distributions typiques de PDF pour des écoulements donnés [Matsui, 1984]

I-4-2 Mesure de taux de vide

I-4-2-a la mesure capacitive

La mesure est basée sur la différence relative de permittivité électrique entre les deux phases du fluide (pour l'hélium, à 4.2K et sous 1 atm, $\epsilon_{\rho l}=1.04692$ et $\epsilon_{\rho g}=1.00626$). La faible différence relative de permittivité $((\epsilon_{\rho l}-\epsilon_{\rho g})/\epsilon_{\rho l}=4\%$ à 4.2K) nécessite, pour l'hélium, un capteur capacitif très sensible.

Plusieurs types de capteurs capacitifs ont été développés dont le capteur plan et le capteur annulaire afin de mesurer le taux de vide dans des mélanges diphasiques d'hélium [Alexeyev, 1991], [Das, 1995].

Le capteur plan se compose de deux plaques parallèles (électrodes) dont la taille et l'espacement sont fonction des phénomènes à détecter (en général, des bulles pour l'espacement). Ces électrodes sont des plaques fines d'acier inoxydable et sont maintenues parallèles à l'écoulement par un support en téflon non perturbant pour l'écoulement (figure I-15).

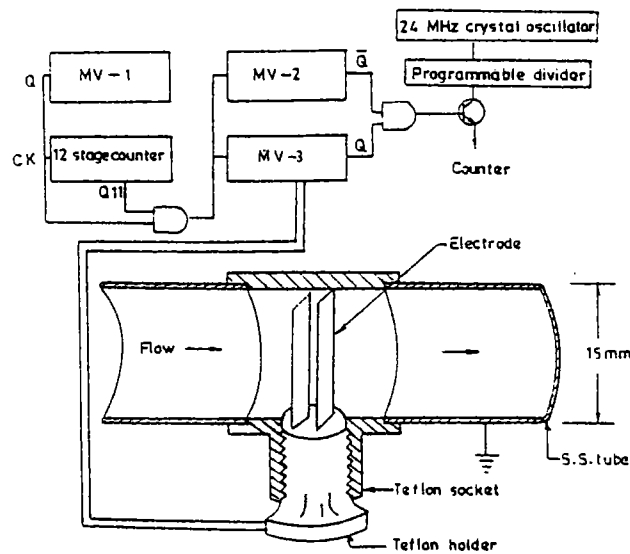


Figure I-15: Schéma du capteur plan et de l'électronique associée [Das, 1995].

La capacité théorique du capteur, calculée en négligeant les effets de bords, varie de 0.317pF pour un taux de vide variant de 0 à 100%. L'électronique associée est constituée de deux multivibrateurs connectés au capteur qui produisent des pulses de tension de largeur variable, fonction du taux de vide local du mélange et donc proportionnel à la capacité du capteur.

La détection de petites capacités, de l'ordre d'une fraction de picofarad, reste le problème majeur et il est donc nécessaire de bien isoler le circuit électronique afin de ne pas capter du bruit parasite.

Le capteur annulaire a été utilisé par Alexeyev et Filippov [Alexeyev, 1991], mais également développé dans une thèse précédente [Mahé, 1991] (figure I-16) pour des écoulements horizontaux d'hélium diphasique. Il est constitué d'une électrode externe cylindrique en acier inoxydable qui sert de potentiel de référence (masse électrique) et d'une électrode interne en forme de cylindre creux. Cette électrode centrale est maintenue par des espaceurs isolants en verrepoxy. La prise de mesure se fait par un fil en contact avec un point de l'électrode centrale (figure I-17). La section de passage de l'écoulement est presque conservée dans le capteur. Toutefois, sa géométrie peut induire une modification de la configuration de l'écoulement, par exemple en fragmentant l'écoulement.

La mesure se fait par un pont capacitif. A partir de la tension d'équilibre de ce pont, on peut calculer le taux volumique de vapeur α du mélange contenu dans le capteur. Ce capteur a permis, dans les écoulements horizontaux, d'obtenir une valeur approchée du taux de vide [Mahé, 1991].

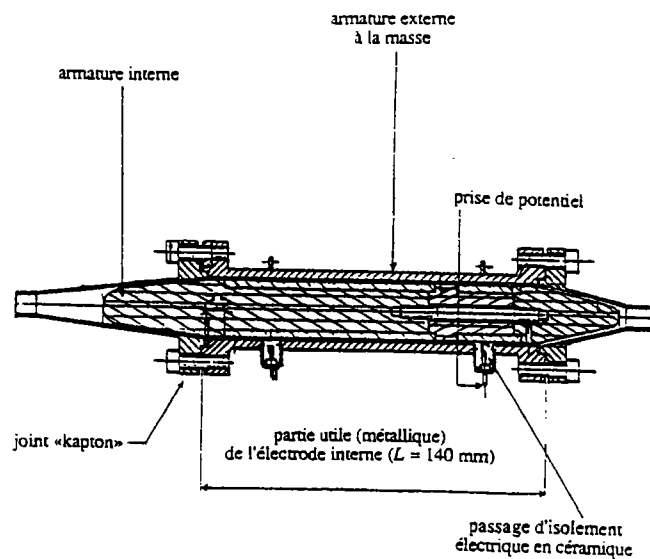
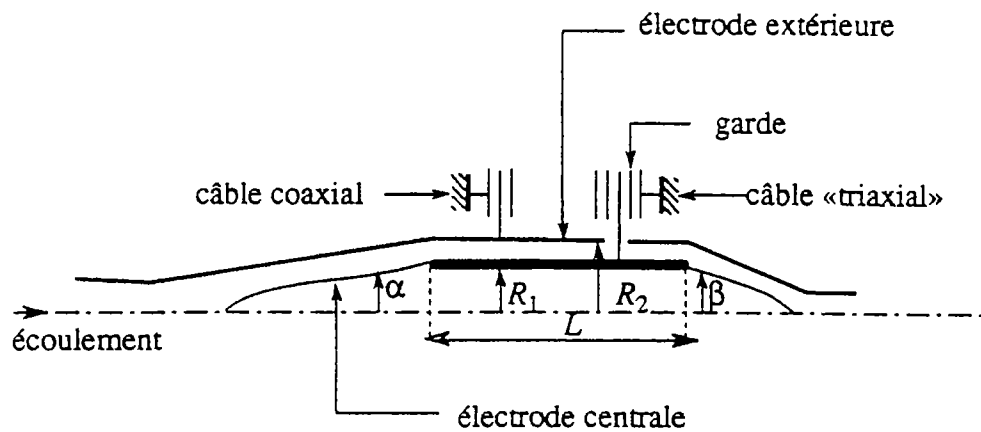


Figure I-16: Capteur annulaire de taux de vide [Mahé, 1991].



$$\begin{aligned}
 L &= 140 \text{ mm} \\
 R_1 &= 14 \text{ mm} \\
 R_2 &= 15 \text{ mm} \\
 \alpha \text{ (angle d'entrée)} &= 8^\circ \\
 \beta \text{ (angle de sortie)} &= 14^\circ
 \end{aligned}$$

Figure I-17: Schématisation du capteur capacitif annulaire [Mahé, 1991].

Dans les écoulements verticaux axysymétriques où les effets de variation de vitesse de chaque phase dus au capteur sont a priori plus faibles, les résultats jugés non satisfaisants ont été cependant considérés comme non exacts et de ce fait n'ont pas été utilisés.

I-4-2-b anémométrie à fil chaud

-le principe de mesure

Le principe est largement connu. Leur sensibilité leur permet aussi bien la mesure des vitesses que la détection de phase, c'est-à-dire la mesure de taux de vide. L'anémomètre donne un signal caractéristique de chaque configuration, éventuellement un peu « déformé » par les interactions entre la sonde et les interfaces gaz-liquide.

Dans le cas d'un mélange à deux composants, Delhaye (1969) et Galaup (1975) ont utilisé la fonction de densité de probabilité afin de pouvoir séparer le signal issu du liquide et celui issu du gaz et calculer ainsi le taux de vide local, la vitesse moyenne du liquide et l'intensité turbulente du liquide [Delhaye, 1981].

Hsu (1963) [Wicks, 1966] a montré que l'anémométrie était une technique potentielle pour étudier la structure locale d'un écoulement diphasique, en particulier pour déterminer les configurations d'écoulements et mesurer le taux de vide local dans un mélange eau-vapeur. Dans ce cas, la seule référence est la température de saturation. La mesure de vitesse du liquide ne peut se faire que si la température de la sonde associée au fil chaud ne dépasse pas trop (quelques degrés ou moins, selon le fluide) la température de saturation sous peine de déclencher une ébullition nucléée sur la sonde elle-même. D'autres mesures de taux de vide ont été faites sur un mélange diphasique de fréon par Shiralkar [1970].

- application à l'hélium

Un anémomètre à fil chaud fonctionnant des températures cryogéniques (4K) a été développé [Castaing, 1992]. En utilisant des fils fins résistifs et supraconducteurs (fil de 5 μm) déposés sur un substrat vitreux, la résistance électrique est très sensible à la vitesse d'un jet de gaz d'hélium subsonique. Chauffé par effet Joule, un tel capteur est refroidi par convection dans l'écoulement. Sa résistance électrique, qui dépend de la température, donne une mesure de la vitesse de l'écoulement et sa faible capacité calorifique permet une réponse dynamique rapide. Un schéma du capteur est présenté sur la figure I-18.

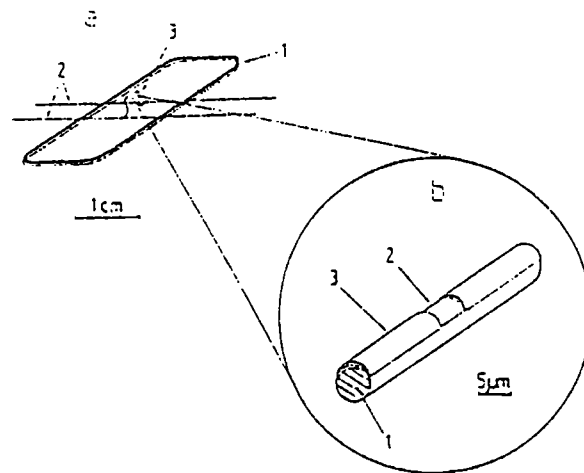


Figure I-18: Schéma de l'anémomètre à fil chaud: (1) structure en acier inoxydable; (2) fils électriques en cuivre; (3) fils d'argent soutenant la fibre de verre; (b) vue détaillée de la partie sensible du détecteur: (1) fibre de verre; (2) film résistif en Cr; (3) film supraconducteur en Pb-In [Castaing, 1992].

Sur la fibre de verre de $5\mu\text{m}$ de diamètre, un film de chrome de $0.05\mu\text{m}$ a été déposée et recouvert d'une couche de métal noble de $0.01\mu\text{m}$ (Au ou Ag). Un autre fil de $5\mu\text{m}$ est ensuite placé transversalement à la fibre en verre afin de masquer une petite longueur durant la déposition suivante de métal supraconducteur (couche d'un alliage de Pb-In de $0.25\mu\text{m}$). Cette section non couverte du capteur est un point chaud lorsque le courant est appliqué. Au dessus d'une valeur critique I_c , ce point chaud va chauffer la couche supraconductrice au dessus de sa température critique et la résistance totale du capteur va varier de R_0 , la résistance du point chaud, à R_0+R , où R est la résistance de la section en alliage Pb-In dans un état normal. Le courant mesuré est caractéristique des écoulements créés.

Ce fil chaud présente de fortes impédances adaptées aux mesures d'anémométries. À partir d'un modèle simple de transfert de chaleur, le comportement de ce capteur a été étudié dans les cas d'une vitesse constante et d'une perturbation simulant le caractère turbulent de l'écoulement. Cette étude [Castaing, 1992] confirme la possibilité d'une réponse rapide et d'un caractère local de tels détecteurs.

CHAPITRE II:
PRÉSENTATION DE LA STATION D'ESSAIS
ET
DE L'APPAREILLAGE CRYOGÉNIQUE

Ce chapitre présente le dispositif expérimental utilisé ainsi que les trois capteurs développés dans le cadre de ce travail de recherche. La première partie est consacrée plus particulièrement à la station d'essais: on s'intéressera notamment à la procédure d'obtention des écoulements monophasiques et diphasiques, à l'appareillage métrologique et à la précision des mesures ainsi qu'aux pertes thermiques existantes et leur influence non négligeable sur le développement des écoulements.

Dans une seconde partie seront présentés les trois capteurs développés dans le cadre de cette thèse. Deux de ces capteurs utilisent la technologie des fibres optiques (plastique et silice) et le troisième fait appel à un détecteur semi-conducteur associé à une source beta. Des modélisations numériques ont été effectuées afin de mieux connaître la réponse de ces capteurs vis à vis de certains écoulements; ces résultats seront comparés à la réponse expérimentale dans la partie III.

II-1 La station d'essais

II-1-1 Présentation de la boucle de mesure

Le dispositif expérimental est scindé en deux grandes parties: une partie dite "inférieure" enterrée et une partie dite "supérieure".

La partie inférieure est constituée d'un cryostat $\phi=800\text{mm}$ où se loge l'insert (figure II-2) contenant les éléments nécessaires à l'obtention des écoulements d'hélium diphasique (circuit hélium présenté ultérieurement).

Ce cryostat comporte:

- une enceinte à vide,
- un écran refroidi à l'azote liquide (figure II-1). Cet écran à 80K constitue pour l'insert une première barrière aux apports de chaleur. Il comporte entre autres un deuxième écran thermique refroidi par les vapeurs d'hélium (30K) et des suspensions en matériau composite (verépoxy) limitant ainsi les pertes thermiques par rayonnement et conduction sur le circuit d'hélium liquide.

Dans le cryostat, un vide poussé entoure l'insert (10^{-6} mb) et réduit les apports de chaleur par convection sur la conduite d'hélium.

La partie supérieure est constituée d'un cryostat $\phi=320\text{mm}$ sous vide dans lequel viennent s'insérer un écran refroidi à l'azote liquide $\phi=250\text{mm}$ et la seconde partie du circuit cryogénique (voir figure II-3). Sur cette partie du circuit se trouve toute l'instrumentation nécessaire à la caractérisation des écoulements verticaux d'hélium diphasique.

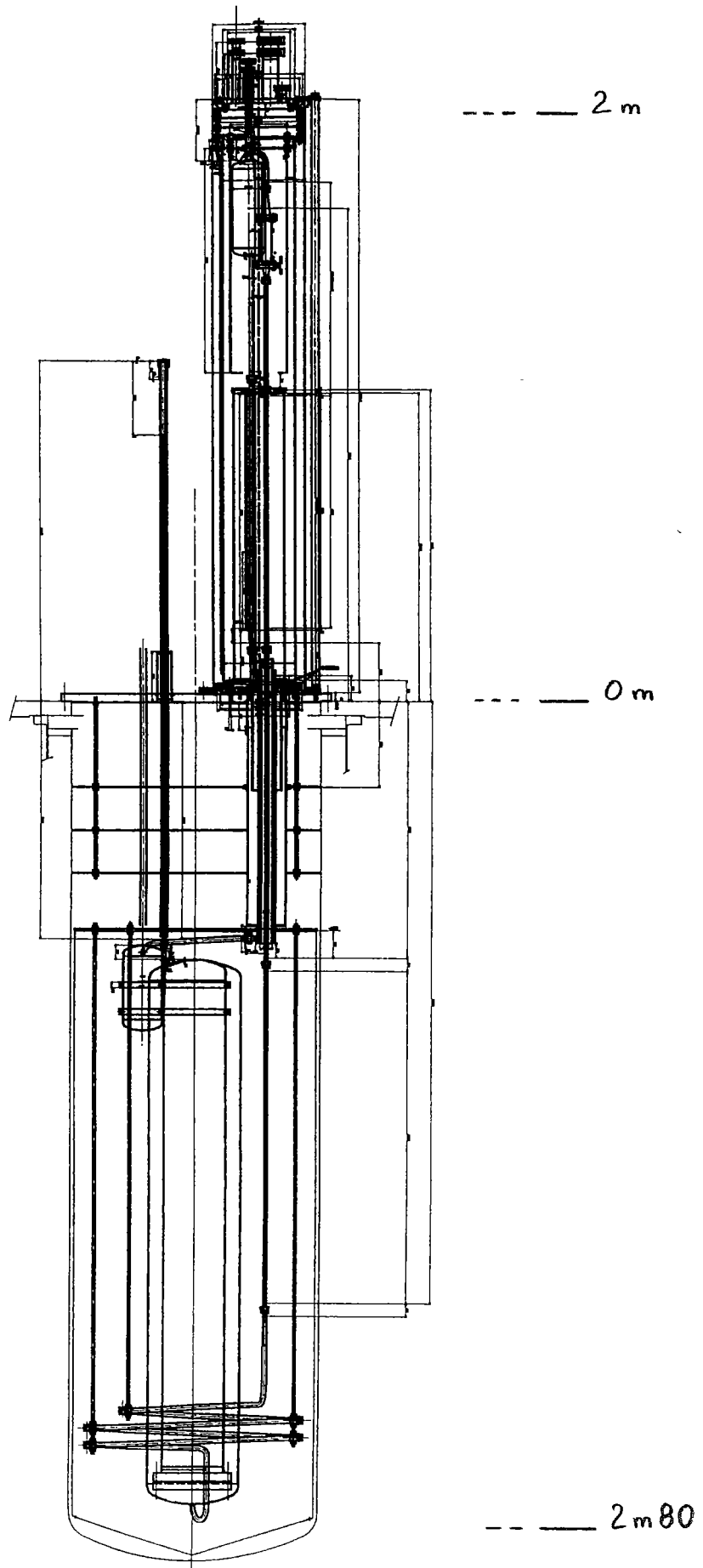


Figure II-1: Schéma du cryostat

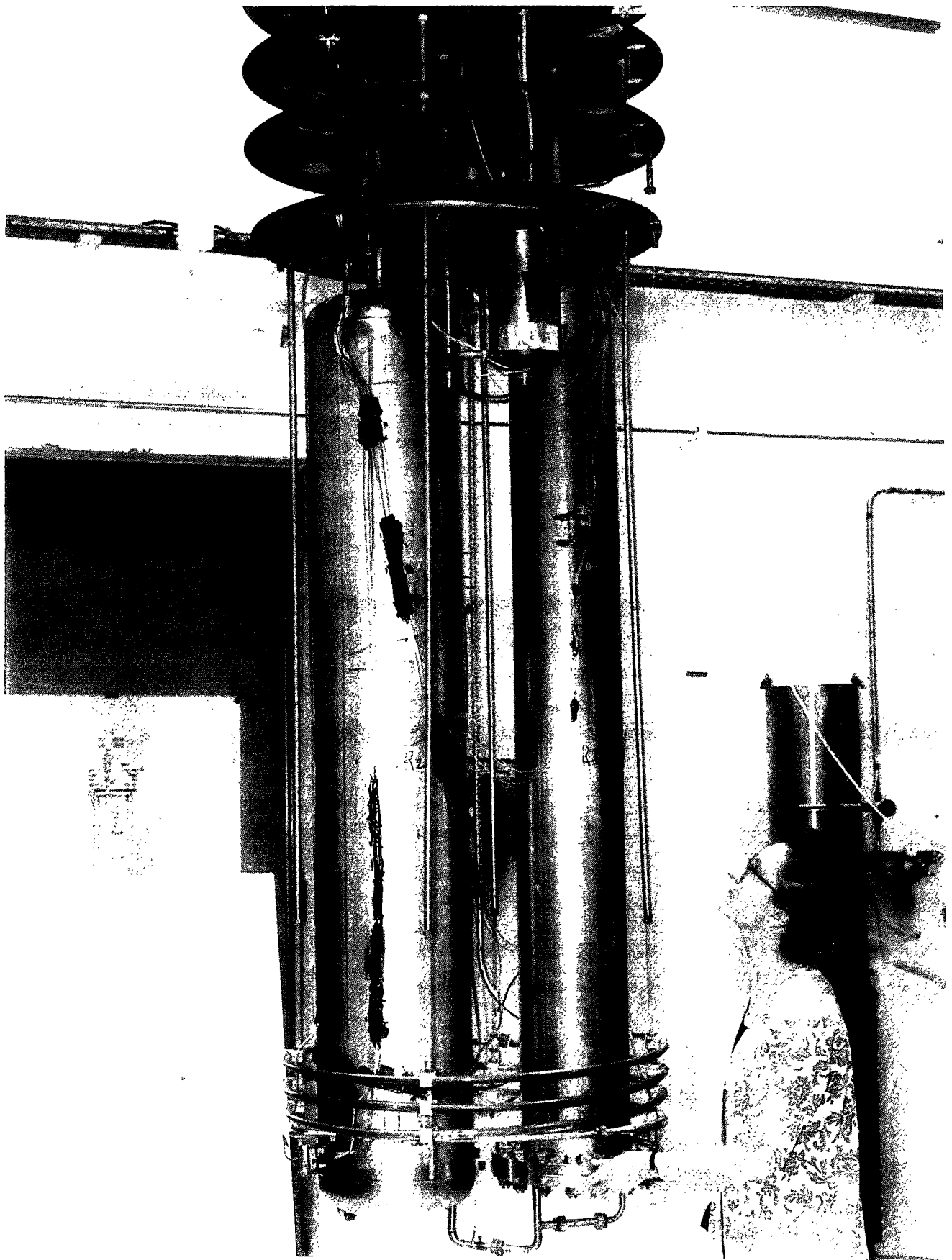


Figure II-2: Photographie de la partie inférieure du cryostat

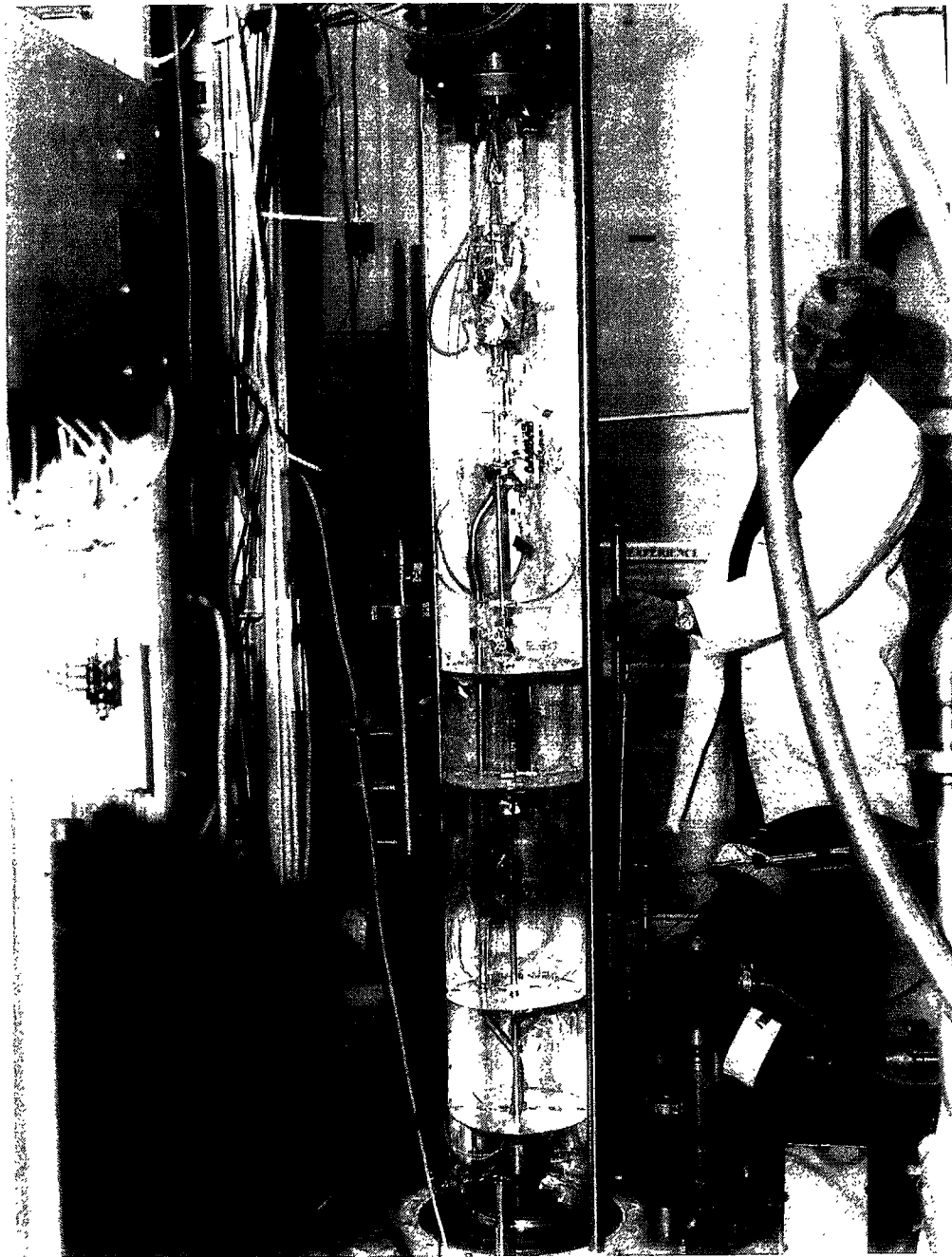


Figure II-3: Photographie de la partie supérieure du cryostat

Le circuit hélium est schématisé sur la figure II-4. Il est donc constitué:

- d'un réservoir R1 qui permet le stockage de l'hélium nécessaire à la création des différents écoulements. Une première circulation d'hélium se fait entre un réservoir pressurisé donneur (bidon d'hélium de 1000l). Le réservoir R1, préalablement rempli grâce à ce bidon « donneur » permet par sa pressurisation de créer une circulation d'hélium à l'intérieur de la station. On récupère les vapeurs froides de ce réservoir afin de refroidir les écrans hélium,

- d'un échangeur placé dans le réservoir R2. Ce réservoir est initialement rempli de liquide bouillant (4.2K, 1000mb) que l'on peut dépressuriser par pompage afin d'abaisser la température de sortie de l'écoulement (3.85K, 660mb). Cette dernière est alors inférieure à la température de saturation et on s'assure ainsi que l'écoulement est bien monophasique,

- de 10m de canalisation horizontale et hélicoïdale où l'on crée le titre de gaz grâce à un fil chauffant brasé sur le tube. Cette partie hélicoïdale comporte un venturi permettant la mesure des débits, étalonné pour l'hélium liquide et les débits inférieurs à 1g/s,

- d'une autre partie de canalisation verticale qui permet l'établissement des écoulements recherchés. Cette longueur verticale d'établissement est de l'ordre de 2.5m dans la partie inférieure du cryostat.

Dans la partie haute, on trouve les différents capteurs nécessaires à la caractérisation des écoulements diphasiques ainsi que le tube en pyrex de visualisation, de 150mm de longueur.

Dans le sens de l'écoulement, on trouve:

- le capteur à électrons (détecteur+source),
- le capteur à fibres optiques intrusives,
- le capteur à fibres optiques non intrusives maintenues sur le tube de visualisation (présentés dans le paragraphe II-2),
- un second capteur identique à fibres,
- puis, au bout de la ligne verticale, un capteur capacitif annulaire de mesure de taux de vide. Ce dernier a été essentiellement utilisé comme détecteur de gaz et de liquide puisque sa géométrie pouvait entraîner des modifications de la vitesse de chaque phase pour certaines configurations d'écoulement.

Tous ces capteurs sont disposés sur une section expérimentale de diamètre intérieur 0.01m à l'exception du capteur capacitif qui, présentant une forme intérieure annulaire, conservent seulement la section de passage équivalente à $\phi=0.01m$.

Le réservoir R3 joue le rôle de séparateur de phase: le liquide descend dans le tube vertical reliant le réservoir R3 au réservoir R4 alors que le gaz s'échappe par le col de ce réservoir. Ce réservoir R4 vaporise l'hélium liquide en fin de ligne. On comptabilise, à l'aide de débitmètres de gaz, la quantité de gaz s'échappant des réservoirs R3 et R4.

Différentes sondes de température de type AllenBradley (carbone) et CLTS ont été placés à des points « stratégiques » de la station afin d'en contrôler la température; cela permet, entre autres, de vérifier si l'ensemble de la boucle est bien refroidie et s'assurer de la présence ou non de liquide.

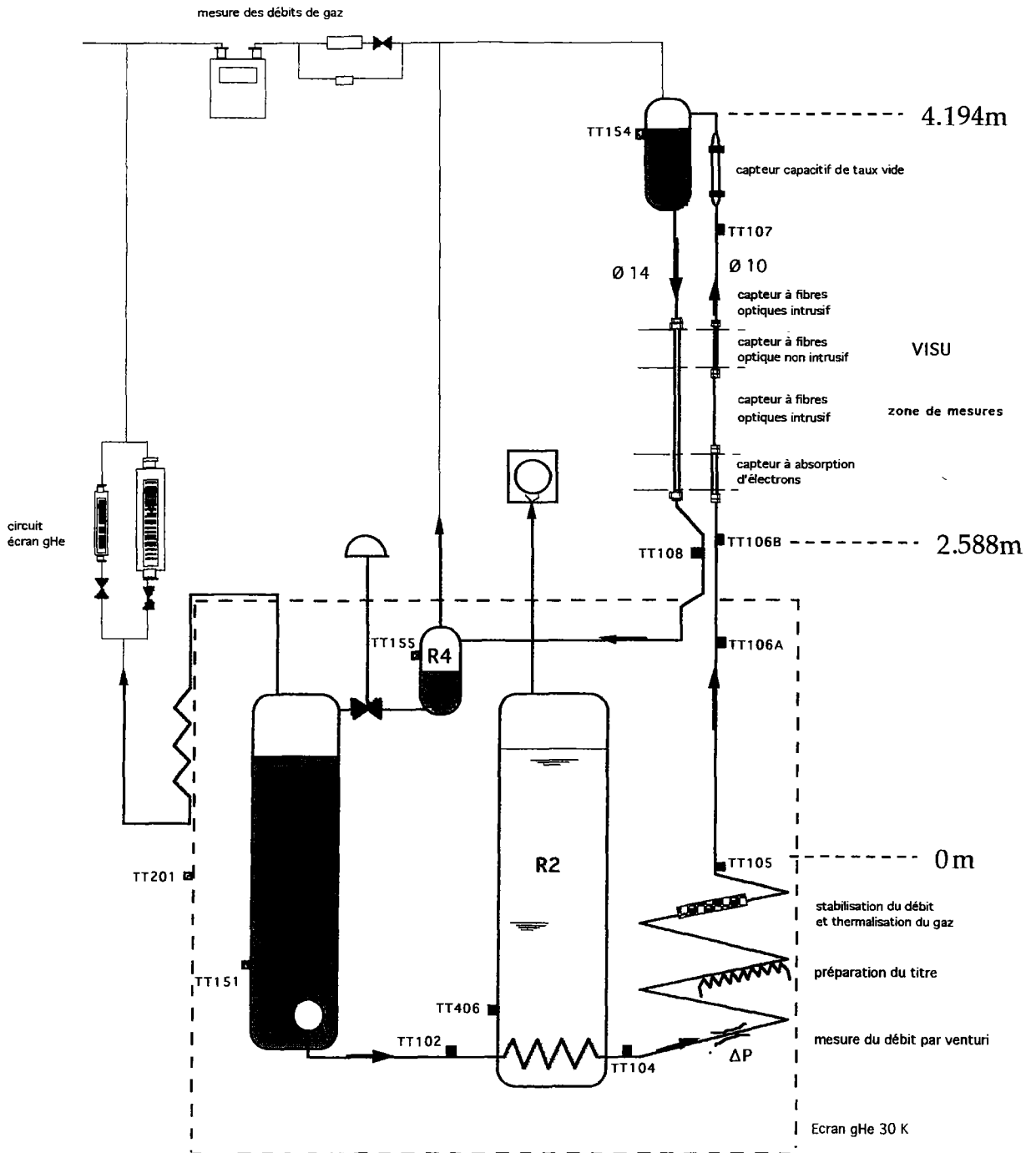


Figure II-4: Schéma simplifié de la station d'essais SEVHE.

II-1-2 Les pertes thermiques

Les mesures de pertes thermiques ont été réalisées dans les deux cas de figures pour lesquels ont été effectués les écoulements d'hélium c'est à dire soit la fenêtre de visualisation fermée soit la fenêtre ouverte. La fenêtre de visualisation a été uniquement ouverte lorsque les prises de vues ont été faites sur les différents écoulements. Pour les autres essais, l'écran azote qui protège des rayonnements le tube d'écoulement, était complètement fermé et couvrait la partie visualisation.

La procédure de mesures de pertes est la suivante. On refroidit préalablement la boucle d'écoulement par une circulation totale d'hélium liquide saturé (à 4.2K) jusqu'au réservoir R4 sans stocker de liquide ni dans R3 ni dans R4. Dans la boucle « froide », on fait monter de nouveau de l'hélium liquide saturé en maintenant stationnaire, pendant quelques instants, l'interface liquide-gaz à différents points remarquables de cette boucle. Pour chacun de ces points, on mesure le débit d'hélium gaz qui s'échappe par les réservoirs R3 et R4. On fait l'hypothèse que cette vaporisation de l'hélium quantifiée en sortie des deux réservoirs est due aux pertes thermiques, en régime stationnaire, reçues par l'hélium liquide du circuit en amont du point de stabilisation du niveau dans la ligne. Ces pertes sont présentées dans le tableau suivant:

Points de mesures	Pertes thermiques mesurées avec la fenêtre fermée	Pertes thermiques mesurées avec la fenêtre ouverte	Ordonnée du point de mesure
Sonde TT105	0 W	0 W	z=0m
Sonde TT106a	0.03W	0.03W	z=1.788m
Sonde TT106b	0.061W	0.061W	z=2.588m
Capteur optique intrusif		0.106W	z=2.838m
Fibre optique basse	0.132W	0.390W	z=3.202m
Prise de vue		0.490W	z=3.302m
Fibre optique haute	0.493W		z=3.382m
Sonde TT107	0.952W		z=3.82m
Entrée du capteur capacitif	1.011W	2 W	z=3.88m
Sortie du capteur capacitif	1.278W		z=4.194m

Tab II-1: Mesures de pertes thermiques.

Tous les points de mesures, notamment les sondes de températures, présentés sur la figure II-4 correspondent à une évolution croissante dans le tube. La « fibre optique basse » correspond à la première paire de fibres optiques plastiques non intrusives, située en partie basse du tube de visualisation (juste

au dessus de la première jonction verre-métal). La « fibre optique haute » correspond à la seconde paire de fibres plastiques située juste en dessous de la seconde jonction verre-métal (partie haute du tube de visualisation).

La figure II-6 représente l'évolution de ces pertes en fonction de la position sur la boucle de circulation. Dans la partie basse du cryostat, au niveau de la sonde TT106a, les pertes sont faibles (30mW) et s'expliquent essentiellement par la conduction de la chaleur sur le tube d'écoulement en inox de 2.5m de longueur et sur les fils (le calcul estime ces pertes à 30mW).

Des pertes dues au passage entre la partie inférieure et la partie supérieure du cryostat viennent s'ajouter entre les sondes TT106a et TT106b. Ces pertes sont difficiles à évaluer à cause de la géométrie complexe de la transition. Toutefois, de par sa conception (figure II-5) le circuit ascendant est protégé par le retour du gaz froid ou du liquide descendant. En fonctionnement normal de la boucle, ces pertes sont négligeables. Lors des mesures de pertes, l'hélium ne refroidissait plus la partie descendante et les 31mW supplémentaires sont certainement dus à l'apport conductif de chaleur du tube descendant au niveau du passage transmis au tube ascendant.

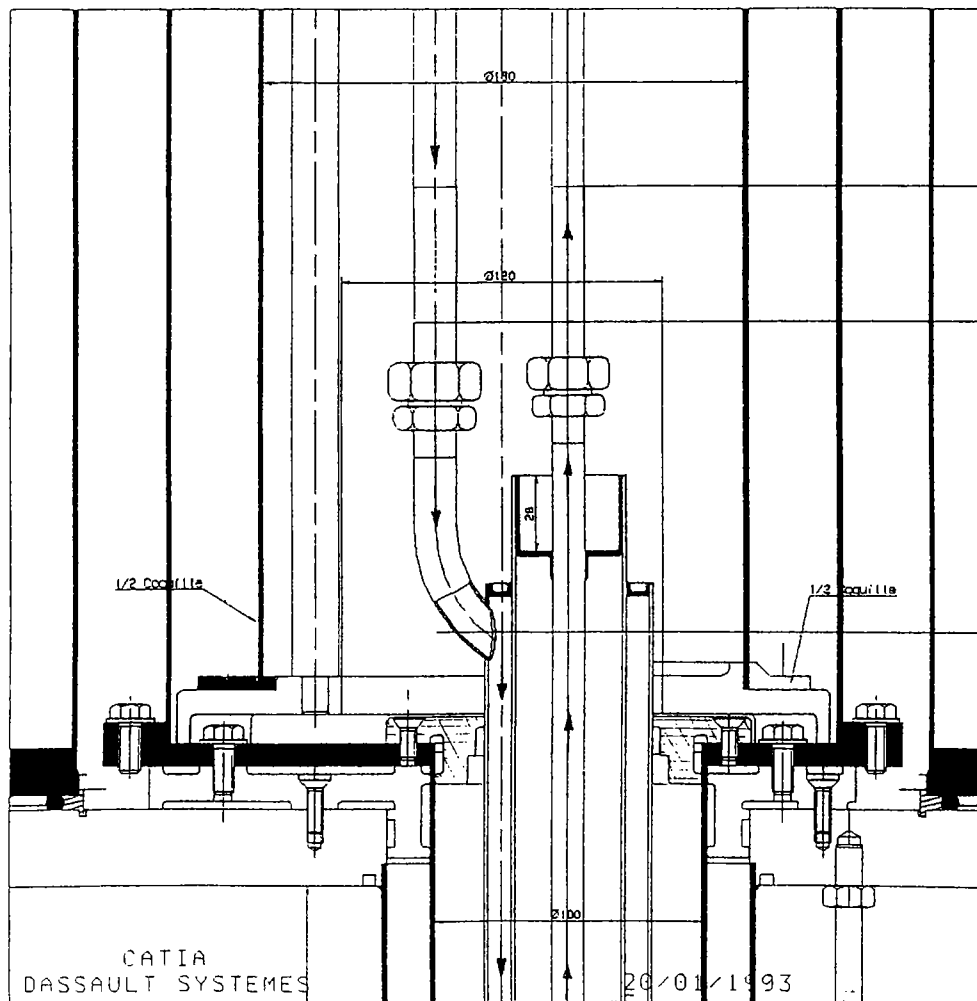


Figure II-5: Schéma de la transition cryostat inférieur/cryostat supérieur.

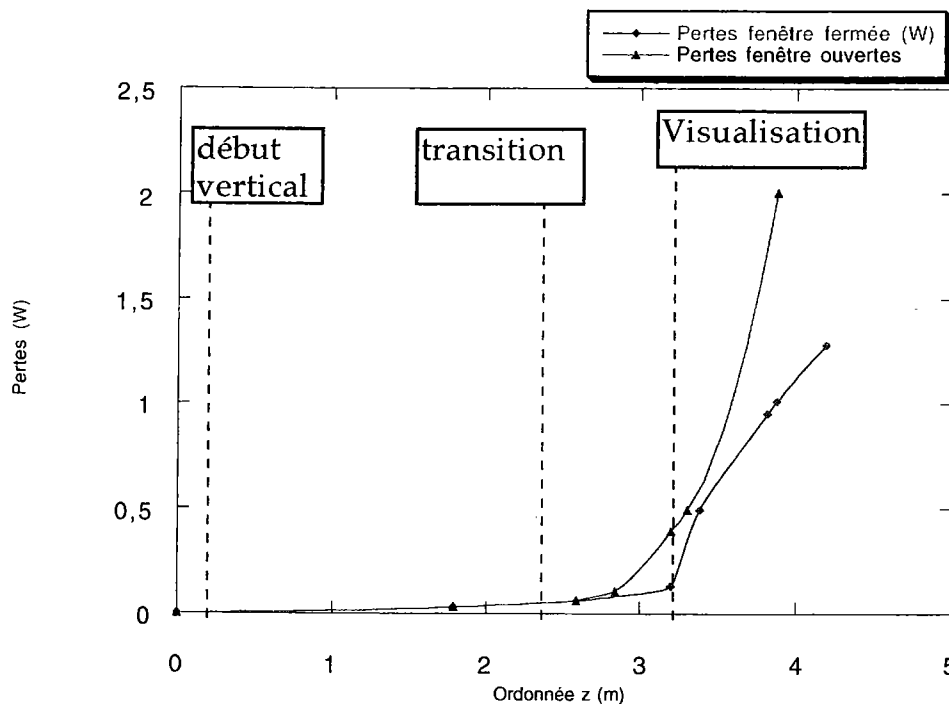


Figure II-6: Évolution des pertes thermiques et des pertes linéiques en fonction de la position dans le tube.

Au niveau de la visualisation, les pertes diffèrent selon que la fenêtre de visualisation est ouverte ou fermée. Elles sont évaluées à 130mW à l'entrée et 500mW à la sortie du tube de visualisation, dans le cas de la fenêtre fermée. Lorsque la fenêtre est ouverte, elles s'élèvent à 390mW à l'entrée du tube en verre et à 490mW au niveau de la prise de vue. On constate donc que l'apport de chaleur est important, quel que soit la configuration, malgré la protection de l'écran azote total et des écrans intermédiaires horizontaux en cuivre recouverts d'un matelas de superisolant (voir figure II-3). Une des explications possibles pourrait être la conduction notamment des fils et des fibres mais ces derniers sont thermalisés et ces pertes sont par conséquent négligeables. Seul le rayonnement qui frappe le tube de visualisation peut expliquer son importance.

De plus, le tableau tab II-1 et la figure II-6 montrent que ces pertes thermiques deviennent vraiment significatives à partir de la visualisation. Cette courbe à deux pentes peut s'expliquer par un apport de chaleur important provenant du haut du circuit (R3, capteur capacitif...) et ne se propageant que jusqu'au tube en verre qui sert de rupture de conduction. En conclusion, on peut remarquer qu'il existe des pertes hélas non négligeables, dont l'origine et l'importance restent difficiles à cerner avec précision, surtout au delà de la visualisation. Les modifications apportées à l'installation n'ayant amené qu'une petite amélioration, les expériences ne seront pas en régime adiabatique à titre constant.

II-1-3 Gamme des principaux paramètres

L'obtention du débit se fait par pressurisation du réservoir R1 (figure II-4) réalisée par une source externe d'hélium gaz pressurisé. Étant donné les pertes de charges de la conduite (coude, lignes...), il est nécessaire de pressuriser le réservoir R1 de 1055mb à 1105mb au maximum afin d'obtenir la gamme complète des écoulements (0.4 à 0.9g/s). Dans la zone de mesure, la pression est proche de la pression atmosphérique. Il est à noter qu'une pompe froide installée dans le réservoir R1 ne nous a finalement pas permis d'obtenir des débits stables dans la gamme dans laquelle nous avons travaillé, et de ce fait, ne sera pas utilisée pour les résultats de ce mémoire.

Le débit total de gaz est mesuré à l'aide de deux débitmètres volumiques gaz fonctionnant à température ambiante. Chacun de ces débitmètres comptabilise la quantité de gaz chaud sortant respectivement des réservoirs R3 et R4 et si l'on maintient les niveaux de liquide constants dans R3 et R4 grâce à leurs chauffeuses respectives, on retrouve exactement la quantité de liquide circulant dans la boucle dans la lecture des débits de gaz s'échappant de ces deux réservoirs. Leur gamme de fonctionnement est 0-10m³/h soit 0-0.47g/s d'hélium liquide; au delà d'un débit total de 0.94g/s, il y a donc saturation du système de mesure. Toutefois, cette gamme est largement suffisante puisque nous avons opéré avec des débits de 0.4/0.6/0.8g/s.

Le débit massique est *limité* par le dispositif expérimental. On obtient en effet un débit minimum stable de l'ordre de 0.4g/s et un débit maximal de l'ordre de 0.9g/s. Sa mesure est entachée de deux erreurs principales. La première est une erreur « systématique » due à l'incertitude sur le niveau de R4 qui fluctue; le niveau de R3 se régulant de lui-même grâce à un déversoir (voir paragraphe suivant). À titre d'exemple, pendant la durée de la mesure de 120s et pour un débit de 0.4g/s, le niveau de R4 peut varier de $\pm 0.1\%$ ce qui se traduit par une variation de $\pm 0.012\text{g/s}$ sur le débit mesuré. La seconde erreur est du type statistique et provient de l'incertitude sur la reproductibilité de l'étalonnage du débitmètre, de l'incertitude sur le gallus qui a servi à étalonner ce débitmètre, de la chaîne d'acquisition et des fluctuations de température et de pression lors des mesures. Cette erreur absolue est estimée à $\pm 0.01\text{g/s}$, quel que soit le débit.

Ces erreurs sont explicitées dans le tableau récapitulatif Tab II-2 pour les trois débits étudiés.

Débit	0.4g/s	0.6g/s	0.9g/s
Variation du niveau de la jauge R4 pendant 120s	$\pm 0.1\%$	$\pm 0.15\%$	$\pm 0.2\%$
Erreur absolue systématique sur le débit (en g/s)	± 0.012	± 0.018	± 0.024
Erreur relative systématique sur le débit	$\pm 3\%$	$\pm 3\%$	$\pm 2.7\%$
Erreur absolue statistique sur le débit (en g/s)	± 0.01	± 0.01	± 0.01
Erreur relative statistique sur le débit	$\pm 2.5\%$	$\pm 1.7\%$	$\pm 1.1\%$
Erreur maximale absolue sur le débit (en g/s)	± 0.022	± 0.028	± 0.034
Erreur maximale relative sur le débit	$\pm 5.5\%$	$\pm 4.7\%$	$\pm 3.8\%$

Tab II-2: Récapitulatif des erreurs commises sur la mesure de débit.

Les deux erreurs étant de type différents, il n'est pas possible de les corrélérer. Cependant, leur addition permet d'estimer une erreur maximale qui varie entre $\pm 3.8\%$ et $\pm 5.5\%$ du débit, pour la gamme étudiée.

Le *titre massique* est, quant à lui, obtenu par vaporisation d'une partie de l'écoulement grâce à une résistance chauffante de 3.5m située sur un tronçon du tube horizontal et hélicoïdal au début du circuit. L'écoulement s'établit sur une longueur verticale de 2.5m de manière quasi-adiabatique avant d'entrer dans la zone de mesure. Les titres créés sont compris entre 0 et 1. Pour cela, le chauffage déposé varie entre 0W et 19W au plus ce qui correspond à des flux de chaleur déposés compris entre 0 et $173\text{W}/\text{m}^2$.

II-1-4 Obtention d'un écoulement

II-1-4-a les instabilités

Les écoulements diphasiques sont naturellement sujets à des instabilités de pression et de débit. Les causes en sont variables et notamment dues à la pesanteur, aux variations de masse volumique au fur et à mesure de la circulation dans la conduite, à la compressibilité du gaz et du liquide qui agissent dans ce cas en système masse-ressort et enfin à des régimes thermiques différents le long de la conduite. Le fait d'avoir deux phases présentant une non-linéarité des propriétés physiques peut suffire, lors de la transition dans un élément de la ligne, à générer des instabilités de pression et donc de débit. Afin de limiter ces oscillations, un lit compact de billes a été installé en fin de la partie horizontale pour créer une perte de charge supérieure aux fluctuations de pression et amortir ainsi celles-ci. Ce filtre étant placé juste avant la partie verticale de l'écoulement (après création du titre massique), il « découple » le secteur horizontal du secteur vertical où s'effectue la phase de tranquillisation sur les 2.5m de tube vertical de la partie basse du cryostat. Un séparateur de phase a été également installé en fin de la boucle afin de dissocier la partie ascendante de l'écoulement de l'écoulement descendant (figure II-7). Ainsi la partie gazeuse s'échappe par le col du réservoir R3 alors que la partie liquide circule dans le tube descendant.

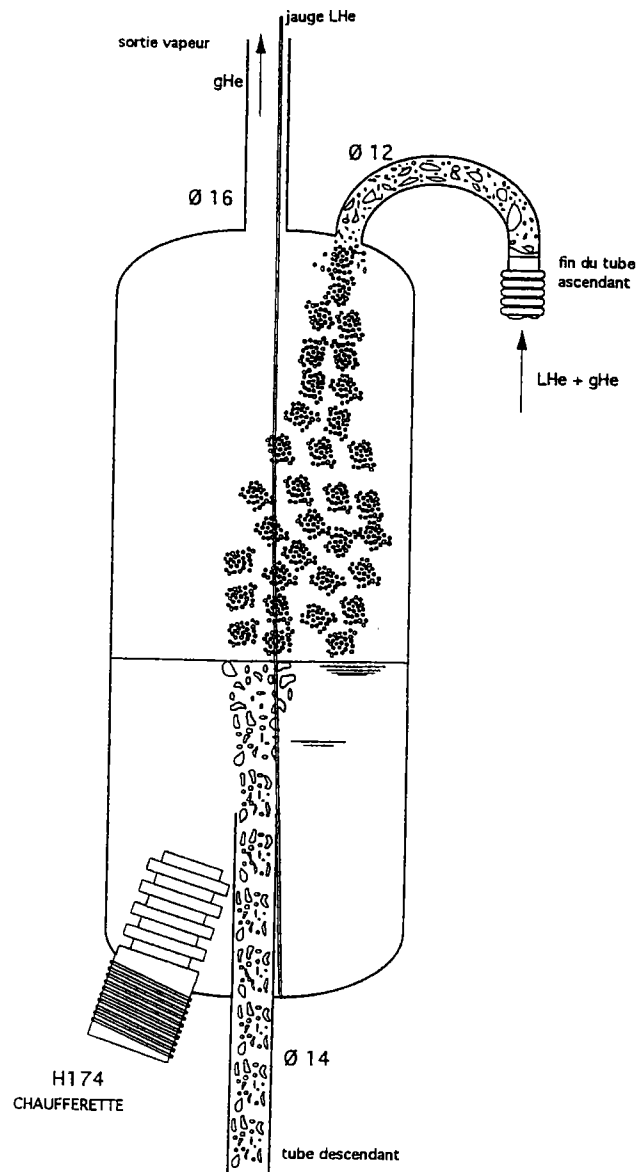


Figure II-7: Schéma du réservoir R3 avec le séparateur de phase.

Nous avons remarqué expérimentalement, sans étonnement, que ces instabilités étaient directement liées à la stabilité du niveau d'hélium liquide dans le réservoir R4 (la variation du niveau de R4 entraîne des variations de pression dans la boucle de circulation). Ce niveau est régulé à l'aide de chaufferette et des sondes de niveau du réservoir. Tous ces dispositifs ainsi qu'une vanne de régulation du débit permettent d'obtenir un écoulement diphasique suffisamment stable ce que montre l'enregistrement des différents paramètres par le système d'acquisition (figure II-8).

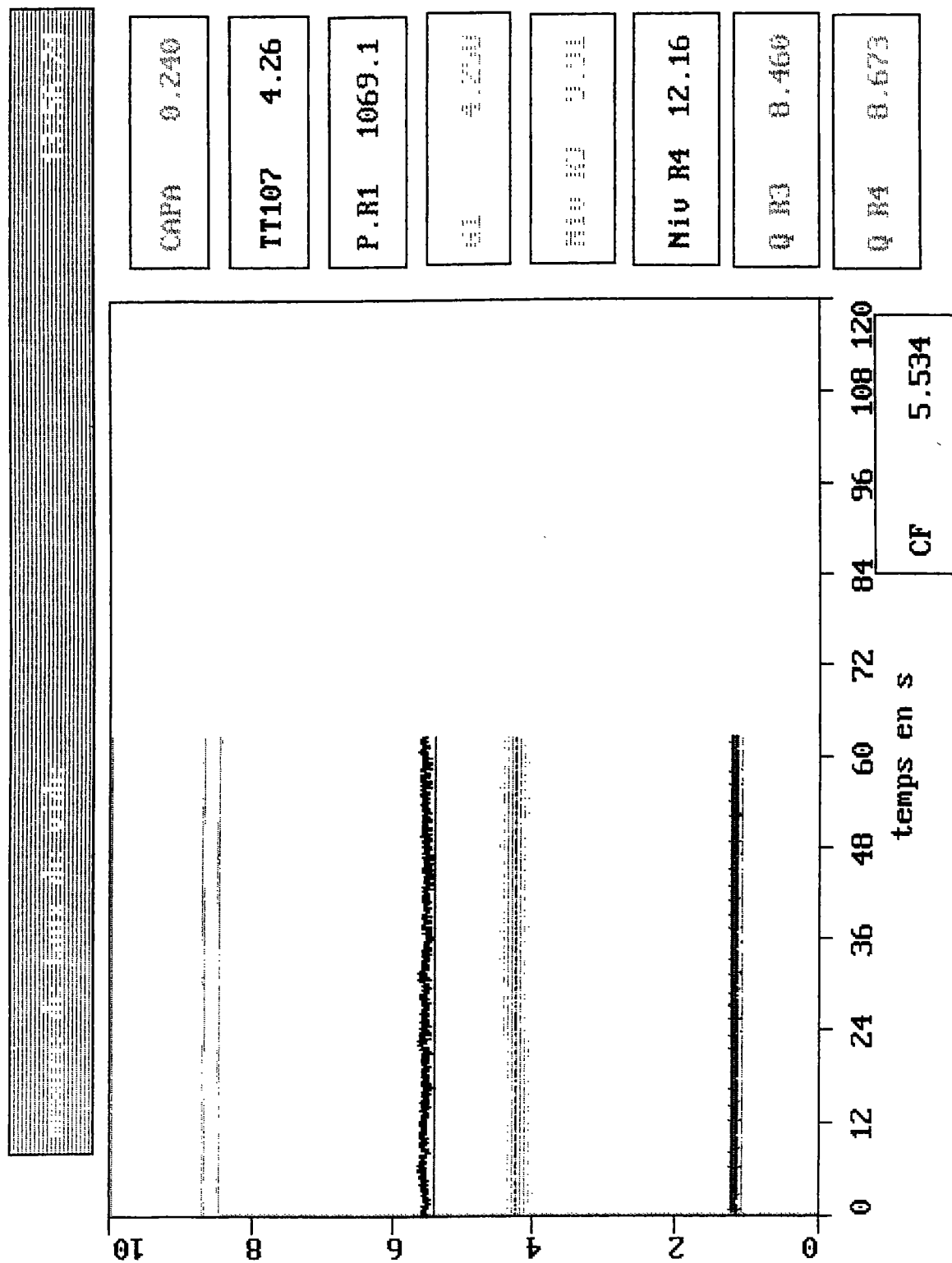
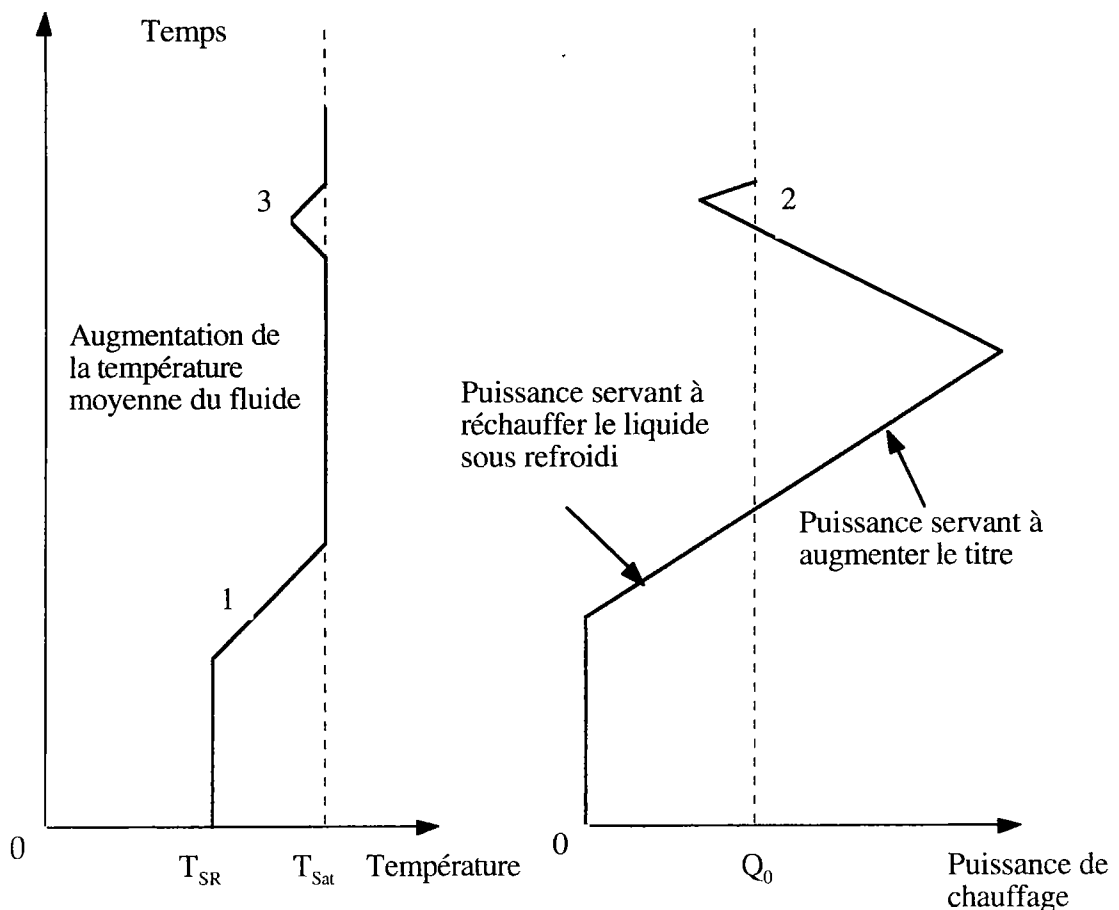


Figure II-8: Copie de l'écran du système d'acquisition pour un débit et un titre donné; évolution du signal du capteur à électrons, des débits et des niveaux de R3 et R4, d'une température.

II-1-4-b le titre initial de l'écoulement diphasique

Le problème majeur pour créer un titre massique est de bien connaître le titre massique nul qui sert de référence pour tous les autres titres de la gamme. À cet effet, on sous-refroidit l'écoulement au niveau de l'échangeur du réservoir R2 afin de condenser tout le gaz contenu dans l'écoulement. Rappelons que R2 contient un bain d'hélium à une température bien inférieure à la température de saturation et de l'ordre de 3.8K. Une fois l'écoulement entièrement liquide, il est chauffé afin de ramener le fluide aux conditions de saturation. Les sondes de température situées en aval du chauffage voient leur température augmenter et se stabiliser (figure II-9). On a alors atteint la température de saturation. Afin de déterminer précisément le titre nul, le flux de chauffage est diminué jusqu'à refroidissement des sondes de températures (2) puis réaugmenté légèrement (3) pour se remettre dans les conditions de saturation. Ce protocole assure une précision estimée à 0.3% sur le titre massique [Neuvéglise, 1995].



avec T_{SR} la température de sous-refroidissement initial

T_{Sat} la température de saturation

Q_0 la puissance nécessaire pour atteindre la saturation

Figure II-9: Obtention du titre nul [Neuvéglise, 1995].

Une fois le titre nul déterminé par la connaissance de Q_0 , le titre voulu est alors donné par:

$$x = \frac{Q' + W - Q_0}{m \cdot L_v} \quad (\text{II-1})$$

avec Q' la puissance fournie par la résistance chauffante,
 Q_0 la puissance nécessaire pour ramener le fluide dans les conditions de saturation,
 W les pertes évaluées au niveau où le titre massique x est évalué,
 m le débit massique mesuré par les débitmètres de gaz en sortie de R3 et R4,
 L_v la chaleur latente de l'hélium soit $20.7 \text{ J} \cdot \text{g}^{-1}$.

ce que l'on peut expliciter par:

$$x = \frac{Q'}{m \cdot L_v} + \frac{W}{m \cdot L_v} - \frac{C_{pl} \cdot \Delta T}{L_v} \quad (\text{II-2})$$

avec $\Delta T = T_{\text{Saturation}} - T_{\text{sortie R2}}$

Après différenciation de l'équation (II-2), on obtient:

$$dx = \frac{dQ' + dW}{m \cdot L_v} - \frac{dm}{m^2 \cdot L_v} (W + Q') - \frac{C_{pl}}{L_v} \cdot d(\Delta T) \quad (\text{II-3})$$

L'erreur est donc définie par:

$$\Delta x = \frac{\Delta Q' + \Delta W}{m \cdot L_v} + \frac{\Delta m}{m} \cdot \frac{(W + Q')}{m \cdot L_v} + \frac{C_{pl}}{L_v} \cdot \Delta(\Delta T) \quad (\text{II-4})$$

avec

$$\Delta W = 0.02W = \pm 0.01W$$

$$\Delta(\Delta T) = 0.01\text{K} = \pm 0.005\text{K}$$

$$\frac{\Delta Q'}{Q'} = \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta I}{I}$$

où

$$\frac{\Delta U}{U} = \pm [0.03\% \text{ de la lecture} + 0.005\% \text{ de la pleine échelle}]$$

$$\frac{\Delta I}{I} = \pm [0.2\% \text{ de la lecture} + 0.005\% \text{ de la pleine échelle}]$$

Notons que l'erreur de lecture sur la tension et l'intensité est du type statistique alors que l'autre erreur provient de l'électronique. Les calculs d'erreurs sur la mesure du titre sont regroupés dans les tableaux suivants, pour les trois débits étudiés. L'erreur absolue est donnée par Δx et l'erreur relative par $\Delta x/x$.

pour un débit moyen $m=0.4\text{g/s}$:

débit (g/s)	0.36	0.38	0.42	0.40	0.44	0.44
x	0	0.01	0.11	0.20	0.30	0.38
Δx	± 0.005	± 0.009	± 0.014	± 0.020	± 0.026	± 0.030
$\Delta x/x$		$\pm 63\%$	$\pm 13.2\%$	$\pm 9.8\%$	$\pm 8.5\%$	$\pm 8\%$
débit (g/s)	0.42	0.47	0.44	0.46	0.41	
x	0.49	0.61	0.71	0.80	0.89	
Δx	± 0.036	± 0.044	± 0.050	± 0.066	± 0.060	
$\Delta x/x$	$\pm 7.5\%$	$\pm 7.1\%$	$\pm 7\%$	$\pm 8.3\%$	$\pm 6.8\%$	

pour un débit moyen $m=0.6\text{g/s}$:

débit (g/s)	0.52	0.62	0.56
x	0.11	0.21	0.30
Δx	± 0.009	± 0.013	± 0.020
$\Delta x/x$	$\pm 8.4\%$	$\pm 6.4\%$	$\pm 6.7\%$

pour un débit moyen $m=0.9\text{g/s}$:

débit (g/s)	0.87	0.83	0.79	0.87	0.91	0.90
x	0	0.01	0.11	0.21	0.28	0.42
Δx	± 0.005	± 0.006	± 0.010	± 0.014	± 0.017	± 0.023
$\Delta x/x$		$\pm 49.8\%$	$\pm 8.9\%$	$\pm 6.8\%$	$\pm 6\%$	$\pm 5.3\%$
débit (g/s)	0.89	0.91	0.92	0.92	0.94	
x	0.53	0.58	0.68	0.77	0.87	
Δx	± 0.027	± 0.029	± 0.033	± 0.037	± 0.041	
$\Delta x/x$	$\pm 5.1\%$	$\pm 5\%$	$\pm 4.9\%$	$\pm 4.8\%$	$\pm 4.7\%$	

Tab II-3: Récapitulatif des erreurs sur la mesure de titre massique.

Par conséquent, la précision sur le titre est estimée à une valeur comprise entre $\pm 8.9\%$ et $\pm 4.7\%$, pour les débits de 0.4 à 0.8g/s. L'erreur relative est très importante pour de très faibles titres proches de $x=0$. Si l'on regarde l'erreur absolue, cette dernière varie de ± 0.005 à ± 0.041 sur la valeur du titre.

Il est à noter que l'écoulement diphasique préparé dans une partie horizontale et hélicoïdale aborde la partie verticale après avoir passé un coude à 90° à grand rayon de courbure ($\rho=200\text{mm}$). On suppose donc que cette partie verticale de 2.5m est suffisante pour obtenir un écoulement établi lorsqu'il rentre dans la zone de mesure située dans le cryostat supérieur. Selon la littérature [Taitel, 1980], une longueur de 200D est suffisante pour stabiliser l'écoulement ce qui est le cas dans notre installation ($D=0.01\text{m}$).

la mesure de température

La mesure des températures sur la boucle de circulation se fait par des résistances Allen-Bradley dont la résistance varie fortement avec la température: 1000 ohms à 4K et 200 ohms à 30K. Leur plage de mesure s'étend de 4K à 30K, borne supérieure de l'étalonnage dont nous disposons. La loi Résistance/Température de ces sondes dépend de la structure de la sonde et est donc sensible aux contraintes mécaniques et thermiques. De ce fait, un système de porte-sonde (schéma en annexe 4) a été défini [Neuvéglise, 1995] afin d'assurer un bon contact thermique entre la sonde et la paroi du tube (porte sonde préalablement brasé sur le tube sans la sonde).

Le principe de mesure de la sonde de température se base sur la variation de sa résistance en fonction de la température (annexe 4). La relation $R(T)$ est préalablement recherchée dans la phase dite d'étalonnage pour des courants d'alimentation suffisamment faibles ($10\mu\text{m}$) pour garantir toute absence d'autre échauffement dans les conditions d'utilisation. Les températures lues sur le système d'acquisition sont ainsi données avec une résolution de 10.10^{-3} K.

Notons que dans le cadre de notre étude, ces mesures de température ont été essentiellement un moyen de contrôle du bon refroidissement de la boucle d'essais à l'exception des mesures de pertes. Le relevé de toutes les sondes des températures a été systématique pour chaque point de mesure et au vu des résultats, les températures des sondes se sont révélées reproductibles dans des conditions semblables.

II-2 Les capteurs développés

II-2-1 Le capteur à fibres optiques non intrusif

Introduction

Les capteurs optiques qui vont être présentés dans cette partie se sont fortement inspirés d'un capteur à fibres optiques développé par T. Haruyama qui a permis d'obtenir des informations sur le titre et les configurations d'écoulements verticaux en hélium diphasique [Haruyama, 1987]. Ce capteur est composé d'une diode émettant la lumière (LED), d'une photodiode et d'une paire de fibres optiques plastiques (figure II-10), l'une des ces fibres étant émettrice de lumière et l'autre réceptrice. La diode laser et la photodiode sont placées à la température ambiante afin d'éviter l'influence des variations de température.

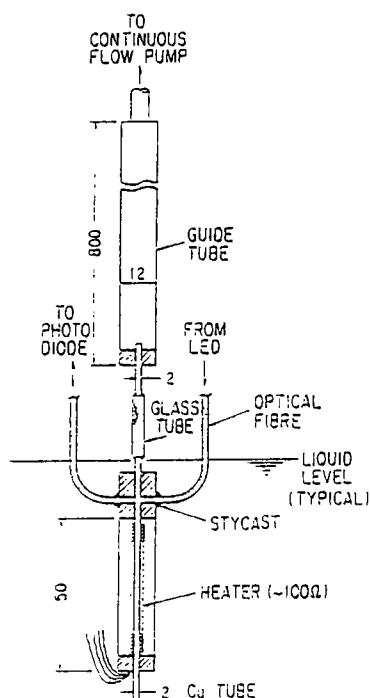


Figure II-10: Schéma du capteur à fibres optiques utilisé dans l'hélium diphasique (cotes en mm) [Haruyama, 1987].

Quand le faisceau lumineux est traversé par l'écoulement diphasique d'hélium, la lumière émise par la LED est dispersée par les bulles et la turbulence de l'écoulement. La variation de l'intensité lumineuse est vue par la photodiode par l'intermédiaire de la fibre réceptrice. Etant donné que l'écoulement est observé à travers un tube de verre, Haruyama a pu établir une relation entre les configurations d'écoulement, le titre massique x (mesurée par déposition de chaleur sur l'écoulement) et le courant de la photodiode (figure II-11). Il a montré que, pour l'écoulement à bulles, le courant augmentait avec le titre et que la transition entre l'ébullition nucléée et l'ébullition en film produisait une variation brusque de ce courant.

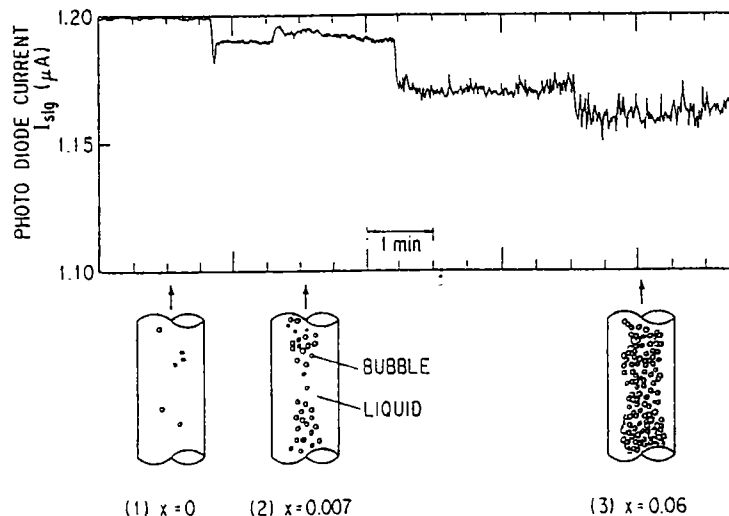


Figure II-11: Exemples d'enregistrements obtenus par T. Haruyama pour le courant de la photodiode en fonction du titre massique imposé.

II-2-1-a présentation du capteur

Les capteurs à fibres optiques développés dans le cadre de ma thèse sont donc basés sur le simple fait qu'un faisceau lumineux est sensible au changement d'indice de réfraction des milieux qu'il traverse. Dans l'hélium, la différence d'indice entre le liquide et le gaz aux conditions de saturation est de l'ordre de 2% ($\frac{\Delta n}{n} = \frac{n_{\text{Hel}} - n_{\text{Heg}}}{n_{\text{Hel}}} = \frac{1.0244 - 1.0033}{1.0244} = 2.06\%$) [Mc Carty, 1972].

L'intensité du faisceau lumineux qui après traversée du mélange diphasique d'hélium, atteint la fibre réceptrice est plus ou moins atténuée par la présence de gaz (bulles, poches...); en effet, la lumière est diffractée aux interfaces liquide-gaz.

Le premier capteur présenté donne un signal représentatif d'un certain volume de l'écoulement, correspondant à l'intersection du cône lumineux et d'un cylindre (partie du tube); on parlera de capteur « global ». La variation de ce signal est proportionnée au nombre et à la position des interfaces présents dans l'écoulement et donc constitue, dans une certaine mesure, *sa signature*.

Le système installé dans la station SEVHE (voir figure II-12) est constitué d'une photodiode, d'un laser Hélium Néon et deux fibres optiques plastique, ce système étant doublé pour avoir des informations sur la vitesse de passage des bulles ou des poches. Les deux capteurs sont placés à chacune des extrémités du tube de visualisation afin d'établir une corrélation entre leurs signaux; leur éloignement est tel que si une structure gazeuse est assez stable, elle sera vue successivement par les deux capteurs, sans interagir sur les deux en même temps.

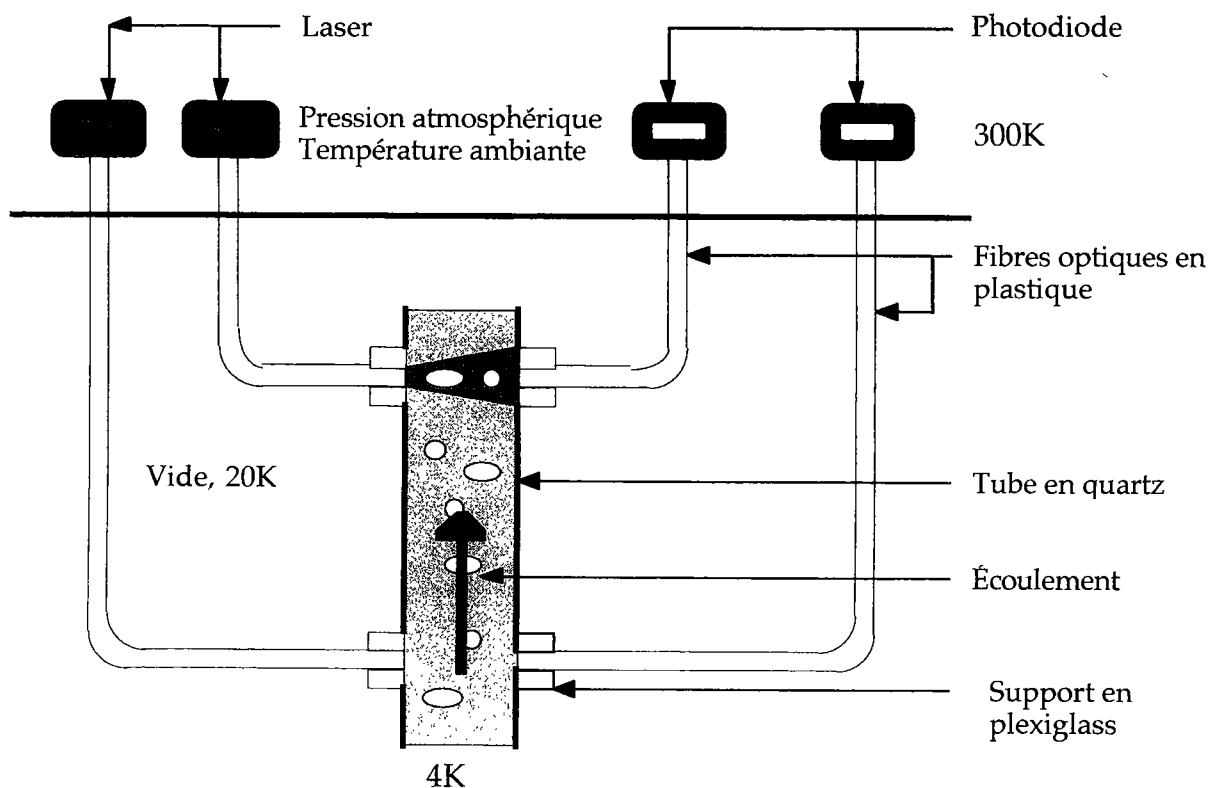


Figure II-12: Schéma du capteur à fibres optiques.

Les fibres utilisées sont des fibres « plastiques » de type PGU-FB1000 dont le coeur est en méthacrylate de polyméthyle d'indice de réfraction $n_1=1.49$, de diamètre 0.98mm et la gaine protectrice en polymère fluoré, d'épaisseur 0.02mm et d'indice $n_2=1.4$. Le paramètre caractéristique des fibres optiques est l'ouverture numérique c'est-à-dire l'angle maximum que doit faire l'angle incident pour assurer la propagation dans la fibre (voir figure II-13).

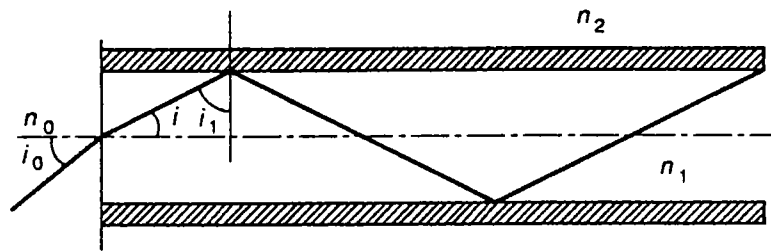


Figure II-13: Définition de l'ouverture numérique.

La fibre optique est un guide de lumière constituée d'un coeur dans lequel se propage l'onde lumineuse en se réfléchissant sur la gaine optique d'indice de réfraction plus faible. La loi de Snell-Descartes caractérise le passage d'un milieu d'indice n_0 à un milieu n_1 par un rayon lumineux ayant un angle d'incidence i_0 :

$$n_0 \cdot \sin(i_0) = n_1 \cdot \sin(i) \quad (\text{II-5})$$

$$n_1 \cdot \sin(i_1) = n_2 \cdot \sin(i_2) \quad (\text{II-6})$$

pour qu'il y ait réflexion totale, il faut que $i_2 = 90^\circ$. On a donc:

$$\sin(i_1) = n_2 / n_1 \quad (\text{II-7})$$

comme $i_1 = 90^\circ - i$

$$\sin(i_0) = \sin(i) \cdot n_1 / n_0 = (n_1^2 - n_2^2)^{0.5} / n_0 \quad (\text{II-8})$$

On définit l'ouverture numérique (ON) par:

$$\text{ON} = (n_1^2 - n_2^2)^{0.5} / n_0 \quad (\text{II-9})$$

L'ouverture numérique des fibres utilisées pour ce capteur est de l'ordre de 0.5. Il est à noter que plus cette ouverture numérique est grande et plus la puissance lumineuse injectée dans la fibre est importante.

La paire de fibres optiques, d'une longueur approximative de deux mètres, est utilisée comme guide de lumière entre les régions à basses températures (région à 80K et à 20K dans le vide) où se trouve le tube de visualisation des écoulements diphasiques à caractériser et l'extérieur du cryostat. Quant aux deux appareils sensibles, la photodiode et le laser, ils sont placés à température ambiante afin d'éviter l'influence de la variation de température. La première fibre emmène le faisceau lumineux du laser jusqu'à la normale du tube en verre, la seconde récupère une fraction du faisceau après sa traversée du tube et

le conduit jusqu'à la photodiode. Ces deux fibres sont maintenues alignées dans le même axe, de part et d'autre du tube en verre, par une petite pièce en plexiglass serrée sur ce tube par un système de vis. L'annexe 3 présente en détails le fonctionnement du capteur.

La quantité de lumière absorbée par la photodiode est transformée en courant électrique. Ce courant généré est proportionnel à la puissance optique ϕ_r incidente sur la photodiode selon la relation:

$$I' = S' \cdot \phi_r \quad (\text{II-10})$$

avec ϕ_r : flux disponible à l'entrée de la photodiode

S' : sensibilité de l'ordre de 0.3 à 0.4 mA/mW pour une diode PIN utilisée dans le rouge avec les fibres optiques plastiques.

C'est cette variation de courant qui figure dans les résultats présentés par T. Haruyama (Figure II-2) en fonction des configurations d'écoulements. Elle est directement liée à une variation de la puissance reçue par la photodiode due à l'écoulement créé entre la fibre émettrice et la fibre réceptrice.

Dans le cas de notre capteur, le paramètre mesuré est une tension aux bornes de la photodiode. Cette tension est de l'ordre de 0.65V en hélium tout liquide, pour le capteur situé le plus en amont dans l'écoulement, avec une précision imposée par la chaîne de mesure de $\pm 0.0078V$. Pour le capteur situé le plus en aval, la tension mesurée pour un écoulement d'hélium liquide est de l'ordre de 2.9V avec une résolution de $\pm 0.0195V$ (imposée également par l'appareil de mesure).

II-2-1-b modélisation de l'influence d'une bulle sur le capteur à fibres

Un calcul modélisant le passage d'une bulle devant le cône de lumière émis par la fibre réceptrice en deux dimensions a été réalisé afin d'étudier l'influence du passage d'une bulle sur l'intensité lumineuse reçue. Le cas envisagé d'une seule bulle est simpliste puisque il n'est jamais réalisé dans les écoulements diphasiques étudiés, à l'exception des écoulements sous-refroidis qui permettent d'observer quelques bulles isolées. Mais ce cas toutefois permet d'étudier l'influence du *diamètre* de la bulle ainsi que de sa position dans le tube.

Le modèle est basé sur des calculs de réfraction à chaque changement de milieu dans un milieu à deux dimensions (on travaille dans le plan médian du tube qui le coupe latéralement et qui contient l'axe des deux fibres). La fibre optique émet un cône de lumière et son ouverture numérique ON égale à 0.5 permet de calculer le demi-angle de cône (voir figures II-14-a et II-14-b).

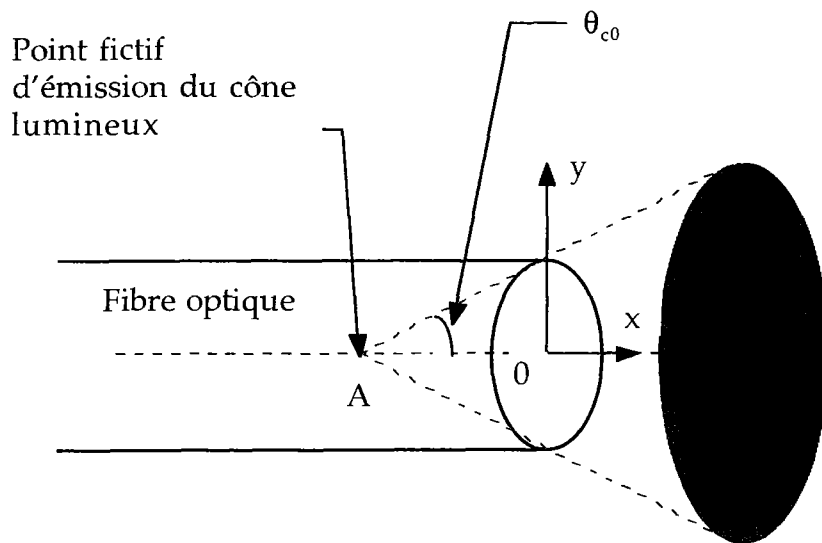


Figure II-14-a: Modélisation du cône de lumière sortant de la fibre optique.

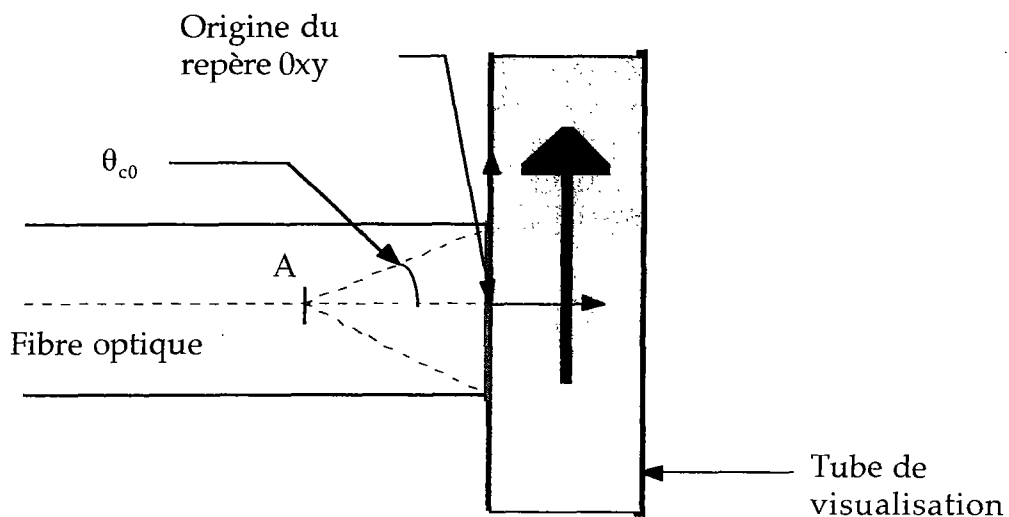


Figure II-14-b: Schéma en coupe du cône lumineux.

La lumière émise par la fibre passe par un milieu intermédiaire qui est le pyrex avant de pénétrer dans l'écoulement d'hélium. Lors de ce passage dans le pyrex, on suppose que le contact entre la fibre et le tube de visualisation est plan, sans fuite de faisceaux lumineux due au rayon de courbure du tube. Les faisceaux lumineux du cône ont donc un angle d'incidence θ_0 satisfaisant l'inégalité suivante:

$$\theta_0 \leq \theta_{c0} \text{ avec } \theta_{c0} = \arcsin\left(\frac{ON}{n_0}\right) \quad (\text{II-11})$$

n_0 étant l'indice de réfraction du pyrex.

Sachant que $n_0=1.56$ et $ON=0.5$, on obtient $\theta_{c0}=18.69^\circ$.

Lorsque les faisceaux lumineux entrent dans l'écoulement d'hélium liquide, ils sont de nouveau déviés par le changement d'indice de réfraction et le demi-angle du cône d'émergence devient alors:

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_0 \cdot \sin \theta_{c0}}{n_{\text{He}}}\right) \quad (\text{II-12})$$

Numériquement, $\theta_{c0}=29.89^\circ$ avec $n_{\text{Hel}}=1.0244$ ($\theta_{c0}=29.21^\circ$ avec $n_{\text{Heg}}=1.0033$).

À partir du cône de lumière pénétrant dans l'hélium liquide, on localise le point fictif d'émission du cône lumineux (figure II-15).

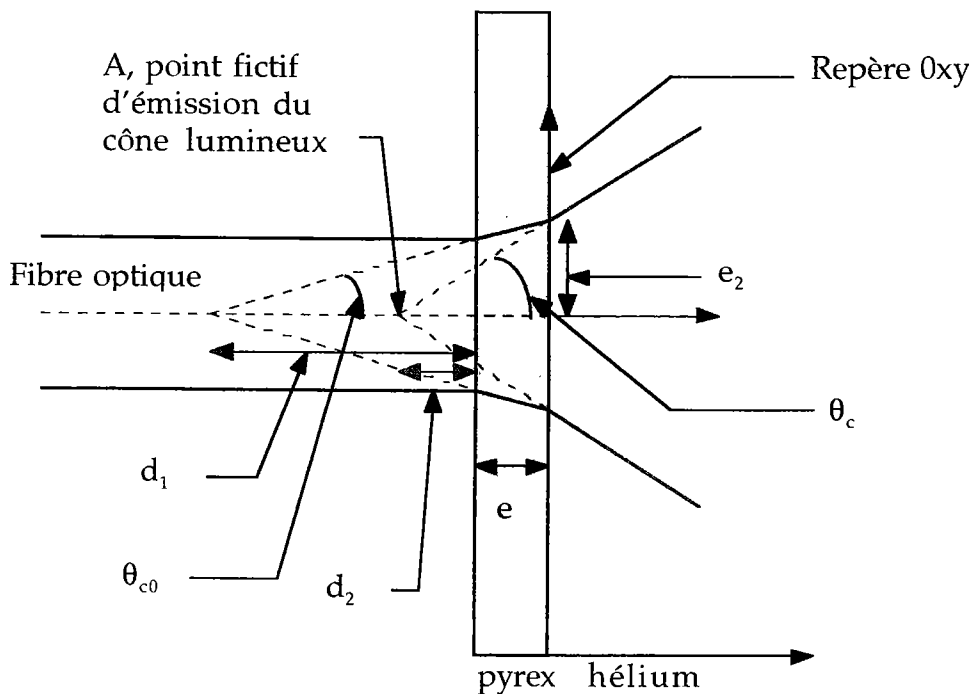


Figure II-15: Schéma descriptif de la position du point fictif d'émission du cône de lumière.

La position du point A est donc trouvée à l'aide de considérations géométriques simples présentées sur la figure II-15 et qui s'explicitent sous la forme suivante:

$$d_1 = \frac{R_{\text{FOP}}}{\tan \theta_{c0}} \quad (\text{II-13})$$

$$e_2 = (d_1 + e) \cdot \tan \theta_{c0} \quad (\text{II-14})$$

$$d_2 = \frac{e_2}{\tan \theta_c} \quad (\text{II-15})$$

Connaissant le rayon de la fibre optique ($R_{FOP}=0.5\text{mm}$), les angles θ_{c0} et θ_c (calculé dans l'hélium liquide), l'épaisseur du tube en pyrex ($e=1.5\text{mm}$), on en déduit la position du point fictif d'émission de la lumière $A(-2.70;0)$ dans le repère Oxy .

La deuxième étape du modèle consiste à évaluer le cône de lumière de demi-angle α_0 qui touche effectivement la fibre réceptrice car le cône d'émergence de la fibre émettrice arrose une zone beaucoup plus large que la section de la fibre réceptrice. Ce demi-angle α_0 est donc trouvé, comme précédemment, de manière géométrique (figure II-16) et vérifie le système d'équations suivant:

$$R_{FOP} = D \cdot \tan \alpha_0 + e \cdot \tan \beta_0 \quad (\text{II-16})$$

$$n_{\text{Hel}} \cdot \sin \alpha_0 = n_{\text{pyrex}} \cdot \sin \beta_0 \quad (\text{II-17})$$

$$D = d_2 + D_{\text{tube}} \quad (\text{II-18})$$

Étant donné que $d_2=2.6958\text{mm}$, $D_{\text{tube}}=10\text{mm}$, $e=1.5\text{mm}$, $n_{\text{pyrex}}=1.56$ et $R_{FOP}=0.5\text{mm}$, le système précédent de deux équations à deux inconnues conduit à la valeur du demi-angle recherché $\alpha_0=2.093^\circ$.

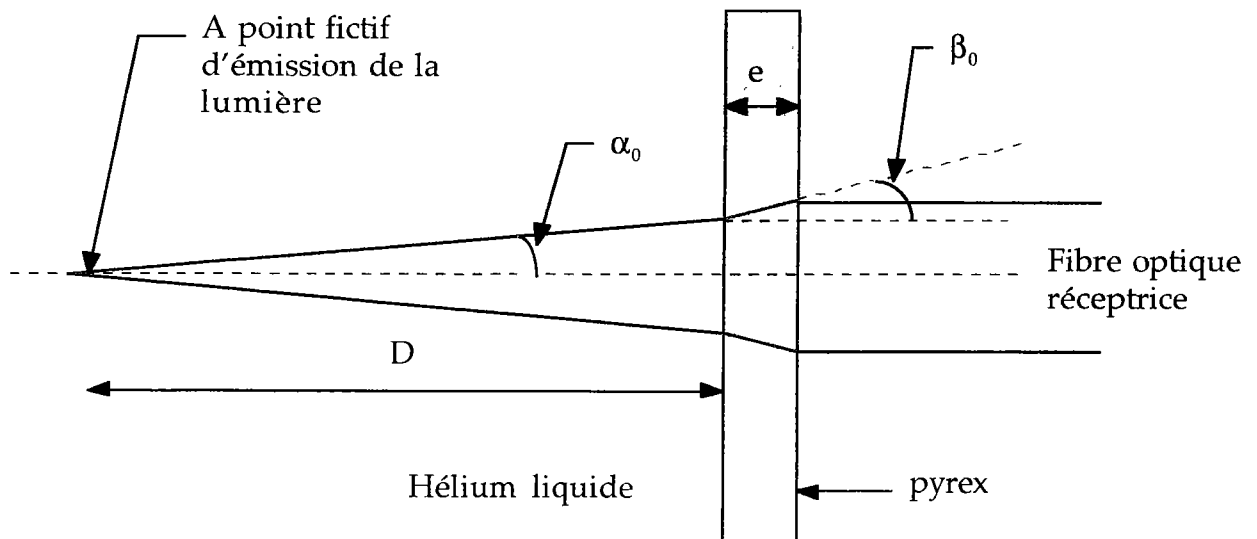


Figure II-16: Schéma du cône de lumière issu du point fictif d'émission A et arrosant complètement la fibre optique réceptrice.

La dernière étape de la modélisation est le calcul de l'intersection d'un faisceau lumineux avec un cercle représentant la bulle. Ce faisceau est dévié à chaque interface liquide-gaz. Le modèle permet donc, dans un premier temps, de calculer la position des points d'intersection entre le faisceau et la bulle et dans un second temps, de trouver le point d'impact de ce faisceau, après avoir

traversé le tube d'écoulement, et de le comparer à la position de la fibre réceptrice.

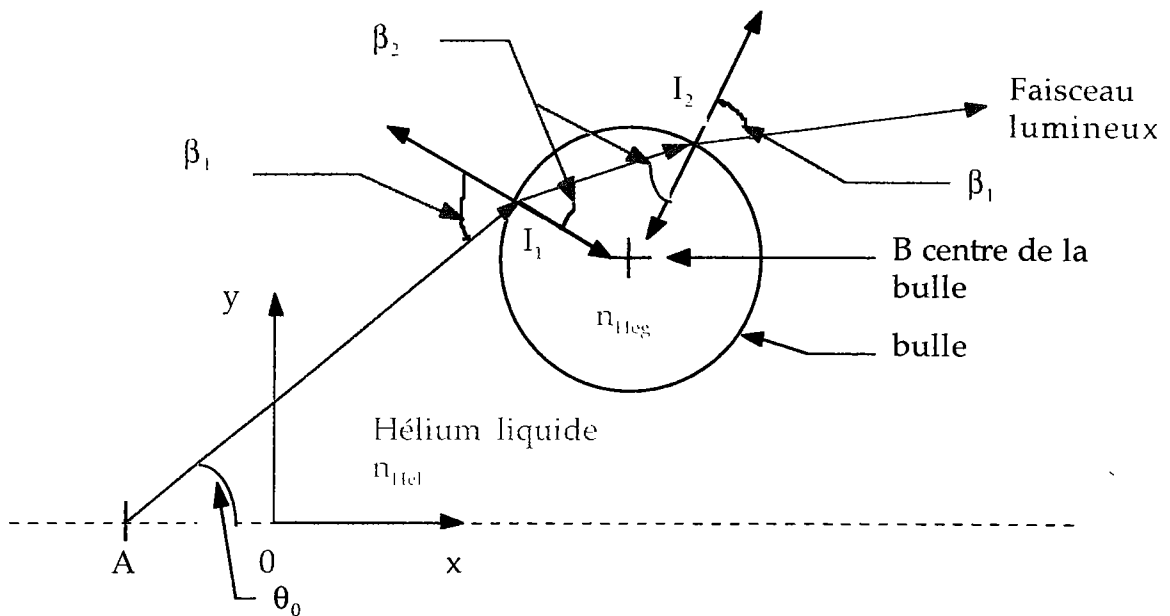


Figure II-17: Intersection d'une bulle avec un faisceau lumineux dans le repère Oxy

La figure II-17 nous présente le problème géométrique tel qu'il est résolu dans le modèle. Dans un premier temps, on détermine le premier point d'impact du faisceau lumineux sur la bulle en résolvant un système de deux équations à deux inconnues, une équation de droite correspondant à la trajectoire du faisceau lumineux et une équation de cercle associée à la bulle. En posant $B(b_1; b_2)$ le centre de la bulle, R son rayon, θ_0 l'angle d'inclinaison de départ du faisceau lumineux dans le repère Oxy , $A(a_1; a_2)$ le point fictif d'émission du cône lumineux déterminé précédemment (a_1, a_2 sont connus), on obtient le système suivant:

$$(x-b_1)^2+(x-b_2)^2=R^2 \tag{II-19}$$

$$y-a_1=\tan(\theta_0).(x-a_2) \tag{II-20}$$

Après résolution de ce système, les coordonnées du point d'impact I_1 du faisceau sur la bulle sont:

$$x_{I_1} = \frac{b_1 + (b_2 - a_2) \cdot \tan \theta_0 + a_1 \cdot (\tan \theta_0)^2}{1 + (\tan \theta_0)^2} \tag{II-21}$$

$$y_{I_1} = a_1 + \frac{\tan \theta_0}{1 + (\tan \theta_0)^2} \cdot [b_1 - a_2 + (b_2 - a_1) \cdot \tan \theta_0 - \sqrt{\Delta}] \tag{II-22}$$

avec

$$\Delta = [-b_1 + a_2 \cdot \tan \theta_0 - a_1 \cdot (\tan \theta_0)^2 - b_2 \cdot \tan \theta_0]^2 - [1 + (\tan \theta_0)^2] \cdot [b_1^2 + (a_2 - a_1 \cdot \tan \theta_0 - b_2)^2 - R^2] \quad (\text{II-23})$$

en supposant que $\Delta > 0$.

L'angle du faisceau incident avec la normale à la bulle au point I_1 est égal à :

$$\beta_1 = 90^\circ + \alpha - \arcsin\left[\frac{(b_1 - x_{I_1})}{R}\right] \quad (\text{II-24})$$

Après le passage de l'interface liquide-gaz, le faisceau est dévié et le nouvel angle du faisceau avec la normale à la bulle (toujours au point I_1) est donné par la loi de Descartes, soit :

$$\beta_2 = \arcsin\left[\frac{n_{\text{Hel}}}{n_{\text{Heg}}} \cdot \sin\left(90^\circ + \alpha - \arcsin\left[\frac{(b_1 - x_{I_1})}{R}\right]\right)\right] \quad (\text{II-25})$$

La pente β_2' de ce faisceau ramené à l'axe Ox est donc :

$$\beta_2' = -90^\circ + \arcsin\left[\frac{n_{\text{Hel}}}{n_{\text{Heg}}} \cdot \sin\left(90^\circ + \alpha - \arcsin\left[\frac{(b_1 - x_{I_1})}{R}\right]\right)\right] + \arcsin\left[\frac{(b_1 - x_{I_1})}{R}\right] \quad (\text{II-26})$$

La deuxième étape consiste à trouver le deuxième point d'impact I_2 du faisceau lumineux sur la surface de la bulle, à l'interface gaz-liquide. Comme le premier point d'impact, il correspond à l'intersection du faisceau représenté mathématiquement par une équation de droite et de la bulle toujours représentée par l'équation de cercle décrite précédemment. Le système à résoudre est donc le suivant :

$$\begin{aligned} (x-b_1)^2 + (x-b_2)^2 &= R^2 \\ y-y_{I_1} &= \tan(\beta_2') \cdot (x-x_{I_1}) \end{aligned} \quad (\text{II-27})$$

ce qui donne, après résolution, les coordonnées du point I_2 :

$$x_{I_2} = \frac{b_1 + x_{I_1} \cdot [\tan(\beta_2')]^2 + (b_2 - y_{I_1}) \cdot \tan(\beta_2') + \sqrt{\Delta_1}}{1 + [\tan(\beta_2')]^2} \quad (\text{II-28})$$

$$y_{I_2} = y_{I_1} + \tan(\beta_2') \cdot (x_{I_2} - x_{I_1}) \quad (\text{II-29})$$

avec

$$\Delta_1 = [-b_1 - (b_2 - y_{I_1}) \cdot \tan(\beta_2') - x_{I_1} \cdot (\tan(\beta_2'))^2]^2 - [1 + (\tan(\beta_2'))^2] \cdot [b_1^2 - R^2 + (y_{I_1} - x_{I_1} \cdot \tan(\beta_2') - b_2)^2] \quad (\text{II-30})$$

À la sortie de la bulle, le faisceau lumineux a une nouvelle direction et peut être modélisé par l'équation de droite suivante:

$$y - y_{I_2} = (x - x_{I_2}) \cdot \tan(\beta'_1) \quad (\text{II-31})$$

avec une pente β'_1 par rapport à l'axe 0x:

$$\beta'_1 = \beta_2 + \beta'_2 - \beta_1 \quad (\text{II-32})$$

La dernière étape du modèle consiste à regarder si le faisceau, après deux déviations successives dues aux interfaces bulle-liquide, est vue par la fibre réceptrice. On détermine donc la position du faisceau dans le plan contenant la surface réceptrice de la fibre, après avoir traversé la paroi du tube en pyrex. Les coordonnées du point d'impact de ce faisceau sont donc:

$$x_{I_3} = D_{\text{tube}} + e \quad (\text{II-33})$$

$$y_{I_3} = y_{I_2} + D_{\text{tube}} \cdot \tan(\beta'_1) + e \cdot \tan \beta_3 \quad (\text{II-34})$$

β_3 étant la déviation du faisceau lors de son passage de l'hélium liquide au pyrex, il est défini par la loi de Descartes:

$$\beta_3 = \arcsin\left[\frac{n_{\text{Hel}}}{n_{\text{pyrex}}} \cdot \sin(\beta'_1)\right] \quad (\text{II-35})$$

Lors de cette modélisation, on a tenu compte également de la réflexion dans la mesure où selon l'angle d'incidence du faisceau lumineux par rapport à la normale de la surface, une partie de l'intensité de cette onde lumineuse est transmise à travers la surface; l'autre partie est réfléchiée et on regarde si elle est reçue par la fibre réceptrice.

Par définition, l'angle de réflexion θ_r est égal à l'angle d'incidence θ_i et l'angle de réfraction θ_t défini par la loi de Descartes (figure II-18).

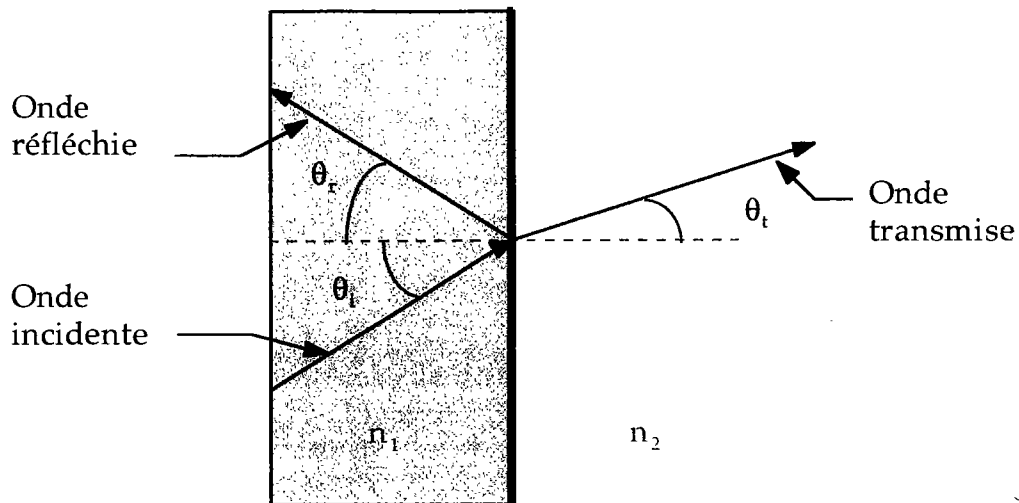


Figure II-18: Réflexion et réfraction des ondes lumineuses sur une surface [Feynman, 1992].

L'intensité de la lumière réfléchie dépend de l'angle d'incidence et de la direction de polarisation. Si le champ d'ondes est perpendiculaire au plan d'incidence, le coefficient de réflexion R_{pe} est:

$$R_{pe} = \frac{I_r}{I_i} = \frac{[\sin(\theta_i - \theta_t)]^2}{[\sin(\theta_i + \theta_t)]^2} \quad (\text{II-36})$$

Si le champ d'ondes est parallèle au plan d'incidence, le coefficient de réflexion R_{pa} est:

$$R_{pa} = \frac{I_r}{I_i} = \frac{[\tan(\theta_i - \theta_t)]^2}{[\tan(\theta_i + \theta_t)]^2} \quad (\text{II-37})$$

Lorsque l'angle de l'onde transmise devient égal à 90° , l'angle de l'onde incidente correspond à une valeur critique θ_c . Lorsque θ_i est supérieur à θ_c , on a réflexion totale. Cet angle critique est donné par:

$$n_{\text{Hel}} \cdot \sin \theta_c = n_{\text{Heg}} \cdot \sin 90^\circ = n_{\text{Heg}} \quad (\text{II-38})$$

$$\text{soit } \theta_c = \arcsin\left(\frac{n_{\text{Heg}}}{n_{\text{Hel}}}\right) = 78.35^\circ \quad (\text{II-39})$$

Au delà de cet angle, tous les faisceaux incidents arrivant sur la bulle sont réfléchis. Le modèle étudie alors la trajectoire de ces faisceaux réfléchis et les comptabilise s'ils atteignent la fibre réceptrice. Quant à ceux réfractés sur l'interface liquide-gaz, leur intensité est pondérée par le facteur $(1-R)$, R étant l'un des deux coefficients de réflexion définis par les équations (II-37) et (II-38)

suivant la direction du champ d'onde. La partie réfléchiée restante est également prise en compte.

Le modèle considère les deux valeurs de R citées précédemment et montre que, quelle que soit la direction du champ d'onde, l'intensité lumineuse récupérée par la fibre réceptrice est similaire.

Le modèle permet de calculer le rapport d'intensité lumineuse I/I_0 sachant que I est l'intensité lumineuse calculée à un instant donné et I_0 l'intensité reçue par la fibre réceptrice en hélium liquide. On suppose que tous les faisceaux lumineux du cône d'émergence de la fibre émettrice ont la même intensité lumineuse (égale à 1 pour simplifier le problème). I_0 est donc égale au nombre de faisceaux du cône de lumière de demi-angle α_0 (évalué précédemment) qui touche effectivement la fibre réceptrice. De même, I est évaluée par le nombre de faisceaux lumineux qui arrivent sur la surface utile de cette fibre après traversée de la bulle; Il est à noter que ce nombre de faisceaux est pondéré par le coefficient $(1-R_{pe})$ pour prendre en compte la réflexion.

II-2-1-c résultats de la modélisation

Cette modélisation a permis d'étudier, d'une part, l'influence de la position de la bulle dans le tube sur le capteur et d'autre part, l'influence de son diamètre. Elle permet surtout, dans un premier temps, de savoir si le capteur est capable de réagir aux écoulements créés, notamment aux écoulements à bulles qui sont les plus simples à modéliser géométriquement.

Le premier paramètre étudié est donc la position latérale de la bulle par rapport à la fibre émettrice. On étudie l'évolution du signal lumineux pour trois positions différentes de l'abscisse de la bulle, $b_1=1, 5, 9$ ce qui correspond physiquement à des trajets de bulles respectivement proche de la paroi et de la fibre émettrice, au centre du tube et proche de la paroi et de la fibre réceptrice. Les figures II-19-a, II-19-b, II-19-c présentent l'évolution de l'intensité lumineuse en fonction de la position de la bulle, ceci pour trois diamètres de bulles. Sur ces figures, le temps $t=0$ correspond à l'instant où la bulle commence à entrer dans le cône de lumière émis par la fibre émettrice.

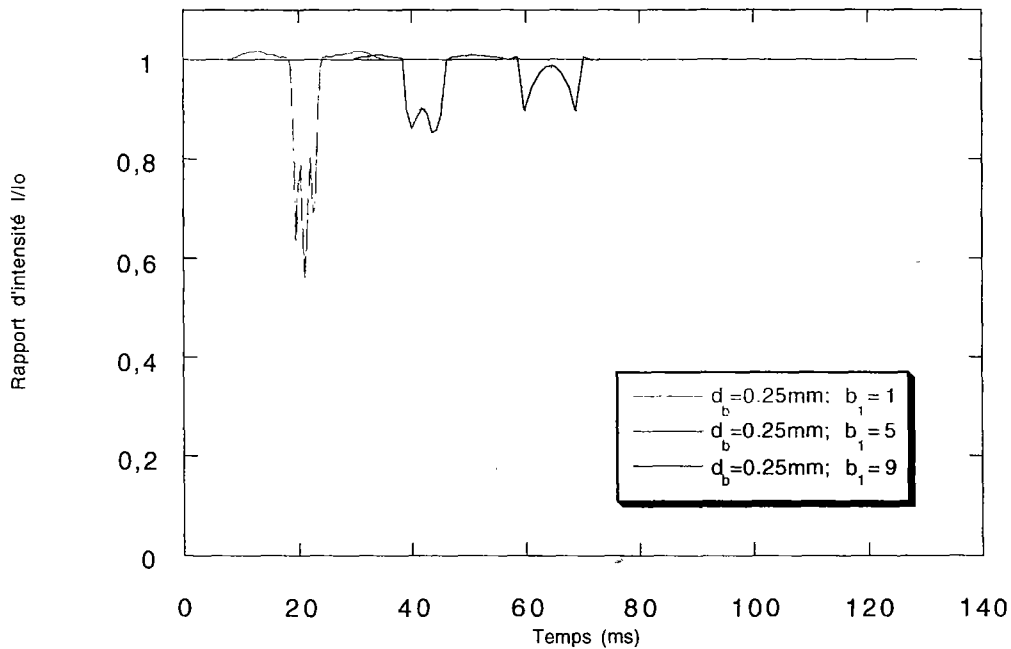


Figure II-19-a: Évolution de l'intensité lumineuse, lors du passage d'une bulle dans le cône lumineux, en fonction de la position de la bulle ($d_b = 0.25$ mm).

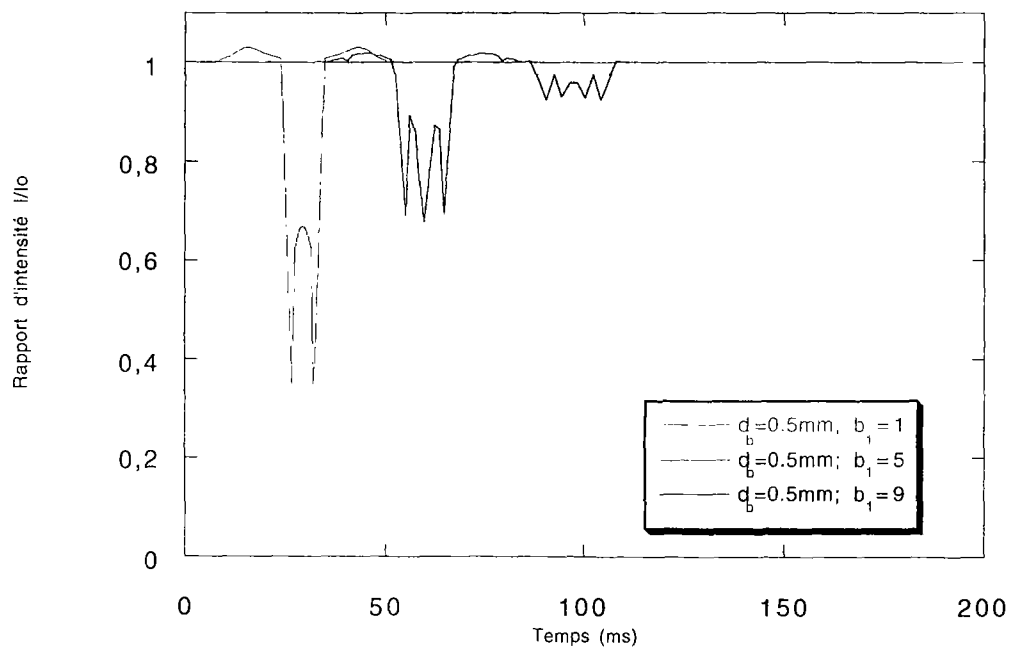


Figure II-19-b: Évolution de l'intensité lumineuse, lors du passage d'une bulle dans le cône lumineux, en fonction de la position de la bulle ($d_b = 0.50$ mm).

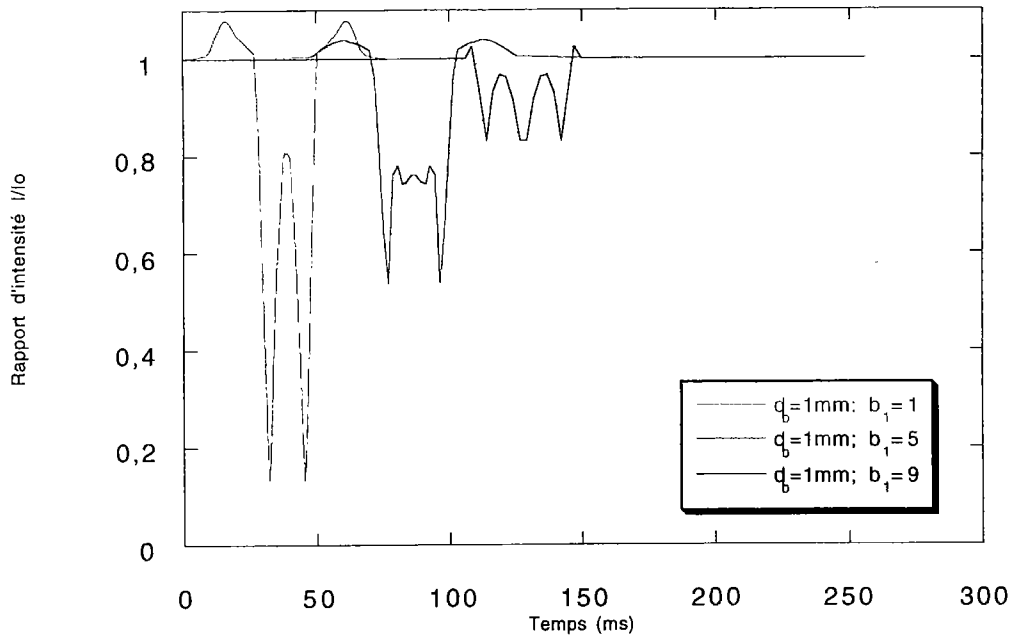


Figure II-19-c: Évolution de l'intensité lumineuse, lors du passage d'une bulle dans le cône lumineux, en fonction de la position de la bulle ($d_b=1\text{mm}$)

Ces figures nous montrent que l'intensité lumineuse présente un profil assez caractéristique avec des optimum lorsque d'une part, les interfaces bulle-liquide passent parallèlement à l'axe des fibres (dans ce cas, la réflexion des faisceaux est importante et l'atténuation est maximale) et d'autre part, le centre de la bulle est sur l'axe des fibres (selon le diamètre des bulles, on a soit un autre maximum, soit un minimum relatif de l'atténuation lumineuse). Les atténuations dues au passage de la bulle dans la zone sensible du capteur sont loin d'être négligeables puisque d'après le modèle, elles varient entre 10% et 90% selon la position transversale de la bulle. Cette dernière remarque peut nous permettre d'avoir une idée de la répartition des bulles dans le tube et donc d'un profil de taux de vides, selon l'atténuation plus ou moins importante du faisceau lumineux. Pour un même taux de vide, la réponse du capteur peut être différente selon la position radiale du gaz et mais le signal du capteur n'est pas une mesure directe du taux de vide.

Lorsque la bulle sort du cône de lumière d'angle α_0 arrosant directement la fibre réceptrice, l'intensité devient supérieure à 1. La bulle exerce indirectement une influence sur la fibre réceptrice en réfléchissant des faisceaux lumineux qui viennent s'ajouter à ceux envoyés directement par la fibre émettrice. La bulle n'exerce plus aucune influence lorsqu'elle sort du cône de lumière de la fibre émettrice.

Le second paramètre étudié est l'influence du diamètre des bulles sur l'intensité lumineuse ce qui est représenté sur la figure II-20.

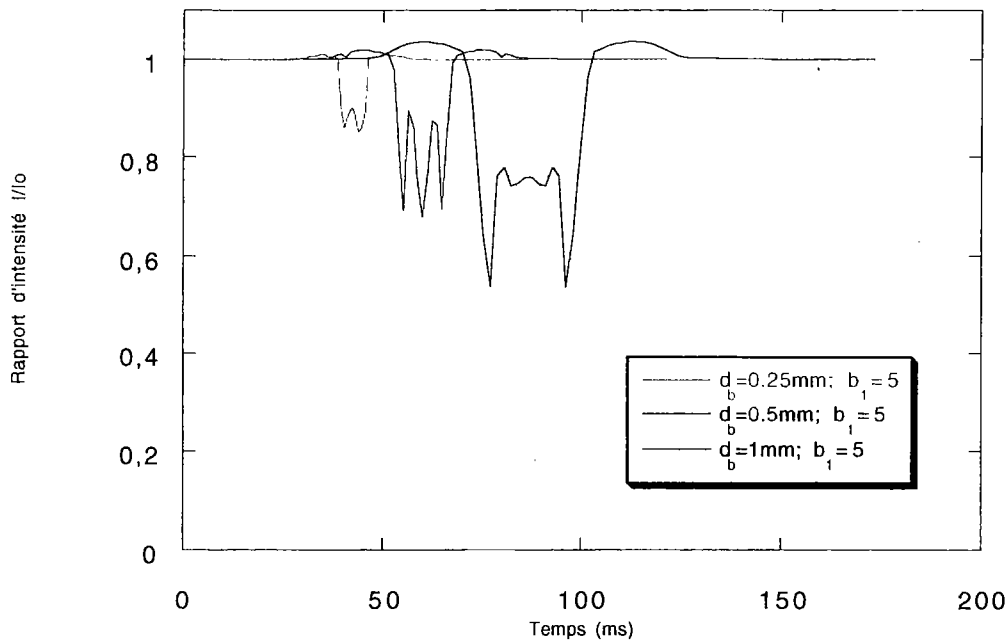


Figure II-20: Évolution de l'intensité lumineuse, lors du passage d'une bulle dans le cône de lumière, en fonction du diamètre de bulle ($b_1=5$).

D'après la figure II-20, plus le diamètre de la bulle est grand, plus l'atténuation lumineuse est importante en amplitude et dans le temps. Le capteur réagit donc d'autant plus que la bulle isolée est grosse.

Un second modèle a été réalisé sur la base du premier, afin de modéliser le passage de deux bulles indépendantes l'une de l'autre. Ce calcul est présenté sur la figure II-21 pour deux bulles de diamètre 0.5mm espacées de 1.05mm, lors de leur passage dans le cône total de lumière. Le temps $t=0$ est donc pris lorsque la première bulle, dont la trajectoire se trouve sur la droite d'équation $b_1=5$, commence à entrer dans ce cône lumineux. Le profil obtenu pour deux bulles confirme la tendance obtenue pour une bulle, lors de son passage dans le cône direct d'angle α_0 : la lumière est alors atténuée. Au delà, il y a surintensité de lumière à cause du réfléchissement de certains faisceaux lumineux.

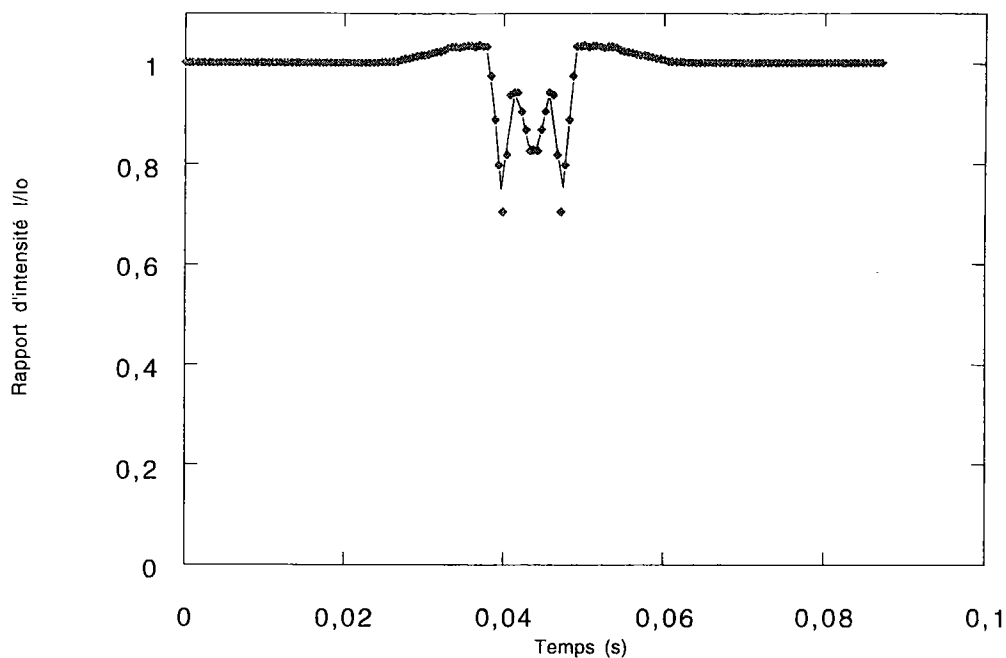


Figure II-21: Évolution de l'intensité lumineuse, lors du passage de deux bulles espacées de 1.05mm, pour une position latérale de la bulle $x=5$ ($d_b=0.5$ mm).

Toutefois, le cas de figure envisagé ici n'est qu'académique. En réalité, le capteur voit simultanément le passage d'un certain nombre de bulles qui est bien plus élevé que deux. Les bulles, sans interagir entre elles, sont assez proches l'une de l'autre pour que les faisceaux lumineux rencontrent et traversent plusieurs bulles avant d'atteindre la fibre réceptrice. Certaines bulles vont atténuer l'intensité lumineuse en déviant les faisceaux lumineux et d'autres vont « ramener » ces faisceaux déviés sur la fibre réceptrice. De ce fait, on peut observer expérimentalement des atténuations ou des surintensités beaucoup plus marquées que celles du modèle. La modélisation du cas réel est, par conséquent, beaucoup plus difficile à réaliser à cause de la répartition mal connue des bulles dans la section du tube et de leurs vitesses.

Nous verrons dans le chapitre III que ce capteur a cependant pu être utilisé pour discerner les différents écoulements grâce aux amplitudes des fluctuations du signal.

II-2-2 Le capteur à fibres optiques intrusif

- présentation du capteur

Le deuxième capteur à fibres optiques développé diffère du précédent dans la mesure où il pénètre dans l'écoulement et permet de détecter le passage des interfaces liquide-gaz. Le capteur est dit « local ». Les fibres optiques choisies sont, par conséquent, beaucoup plus petites pour ne mesurer qu'un petit volume de l'écoulement et limiter les perturbations dans l'écoulement. Le temps de présence du gaz sur le temps total permet de calculer un taux de vide local moyenné dans le temps.

Ce capteur intrusif est constitué, comme précédemment, de photodiodes, de fibres optiques en silice et de diodes laser (figure II-22). Il a été inspiré d'un autre capteur déjà réalisé par C. Grossetête et utilisé dans des mélanges eau-air [Grossetête, 1995].

Les fibres optiques utilisées sont des fibres multimodes silice/polymère du type HCS constituées d'un coeur en silice pure de $200\mu\text{m}$ de diamètre lié chimiquement (pendant le fibrage) à un revêtement de polymère dur d'épaisseur $30\mu\text{m}$. Ce revêtement permet d'avoir une meilleure résistance mécanique de l'ensemble et un retard de la fatigue statique. Il est lui-même entouré par une gaine extérieure de tefzel d'épaisseur $250\mu\text{m}$. L'ensemble, afin d'être protégé, est placé dans une gaine en plastique orange de diamètre 1.5mm . L'ouverture numérique de ces fibres est de 0.37 . Il est à noter que pour des diamètres de fibres aussi petits, les fibres en silice sont plus sensibles que les fibres plastiques car les pertes sont nettement moins importantes (Typiquement, pour une longueur d'onde $\lambda=650\text{nm}$, les pertes dans une fibre plastique sont de l'ordre de 150dB/km , valeur à comparer à 8dB/km pour la fibre en silice).

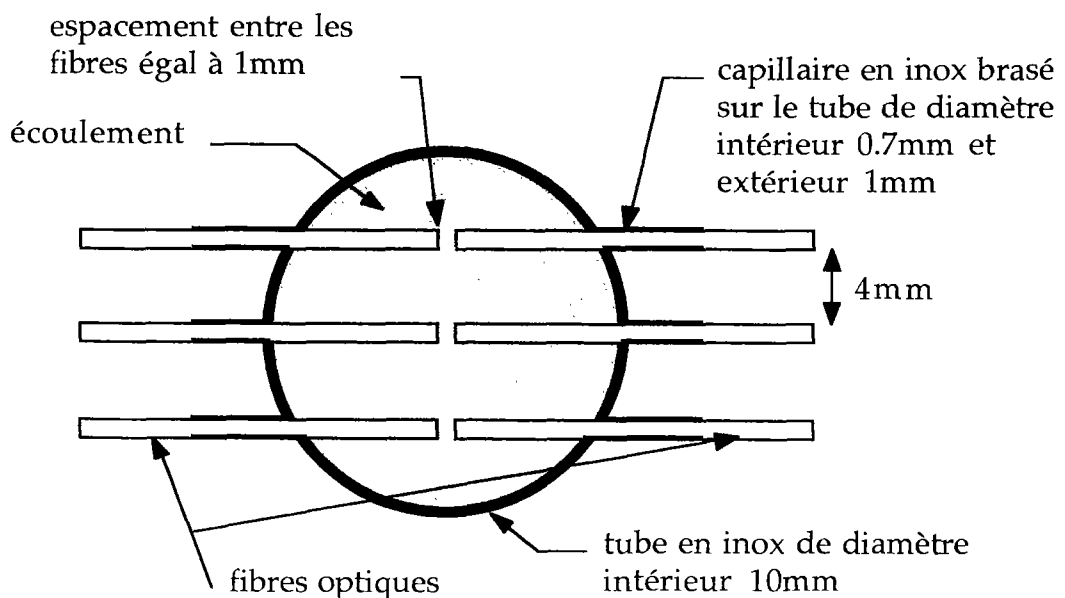


Figure II-22: Schéma du capteur à fibres optiques intrusif: coupe transversale.

La figure II-22 nous présente la partie sensible du capteur vue en coupe et nous montre que trois paires de fibres ont été utilisées, ceci afin de mesurer le taux local de vide à trois endroits différents d'une même section de tube. L'espace de 1mm entre les fibres permet de détecter bulle par bulle, des bulles sphériques dont le diamètre est inférieur à 0.25mm et des bulles légèrement déformées du type ellipsoïdal. La réponse du capteur est plus difficile à interpréter quand les bulles deviennent très nombreuses et de diamètre supérieur à 1mm. Par conséquent, ce capteur est essentiellement utilisable pour des faibles titres afin de voir si ce titre est constant sur le diamètre du tube ou s'il y a des effets de parois. Cela peut être une manière de vérifier si l'écoulement à bulles est homogène ou non. De plus, une technique présentée dans l'annexe 3 a été développée, dans le cadre de cette thèse, afin d'avoir une étanchéité parfaite du capteur à froid au niveau des capillaires de sortie des fibres (capillaires en inox).

Le fonctionnement global du capteur est similaire au précédent: les fibres émettrices associées aux diodes laser conduisent des ondes lumineuses dont une partie de la puissance sera récupérée, après traversée de l'écoulement, par les fibres réceptrices associées aux photodiodes. Chacune de ces fibres émettent un cône de lumière rouge ($\lambda=660\text{nm}$) d'angle $\theta_{1/2}=21.17^\circ$ dans l'hélium liquide ($\theta_{1/2}=21.64^\circ$ dans l'hélium gaz). Mais le cône de lumière qui atteint réellement la fibre réceptrice (défini dans la partie II-2-1-c) a un angle α_0 égal à 5.4° . Comme pour le capteur précédent, on mesure une tension aux bornes de la photodiode (annexe 3) et ce signal est de l'ordre de 0.920V avec une résolution de 0.00019V.

Une modélisation du même type que celle présentée dans la partie II-2-1-c a été réalisée pour ce capteur et est présentée dans l'annexe 3.

II-2-3 Le capteur à électrons

Le capteur à électrons développé et installé dans notre station d'essais SEVHE s'est inspiré d'autres applications s'appuyant sur des méthodes d'atténuation de radiation. L'une de ces applications a été réalisée par Jones et Zuber afin de mesurer le taux de vide dans les mélanges diphasiques eau-air [Jones, 1975]. Une autre application de l'atténuation de radiation est de mesurer la concentration de fines particules d'un aérosol [Jaklevic, 1983]. Quant à notre capteur, il permet de mesurer le taux de vide de l'hélium diphasique sans perturber l'écoulement. Nous allons donc maintenant le présenter plus en détails.

II-2-3-a le principe de mesure

Notre capteur est constitué de deux parties (figure II-23):

- d'une source strontium Sr^{90} (annexe 3) qui produit seulement des électrons dont l'énergie moyenne est $\bar{E} = 2.6\text{Mev}$,

- d'un détecteur semi-conducteur germanium Ge (d'origine EURISYS: annexe 3) associé à un préamplificateur. Le premier étage de ce pré ampli et le détecteur fonctionnent à 80K et sont donc thermalisés sur l'écran azote du cryostat supérieur. Le reste du pré ampli est installé à l'extérieur. Le préamplificateur doit sa nécessité au fait que le signal émis par le détecteur au passage d'une particule est d'une part, très faible et, d'autre part, possède une forme inexploitable par l'électronique de conversion de l'analogique au numérique. L'amplificateur a pour rôle de le mettre sous une forme plus appropriée après l'avoir amplifié [Copinet, 1990].

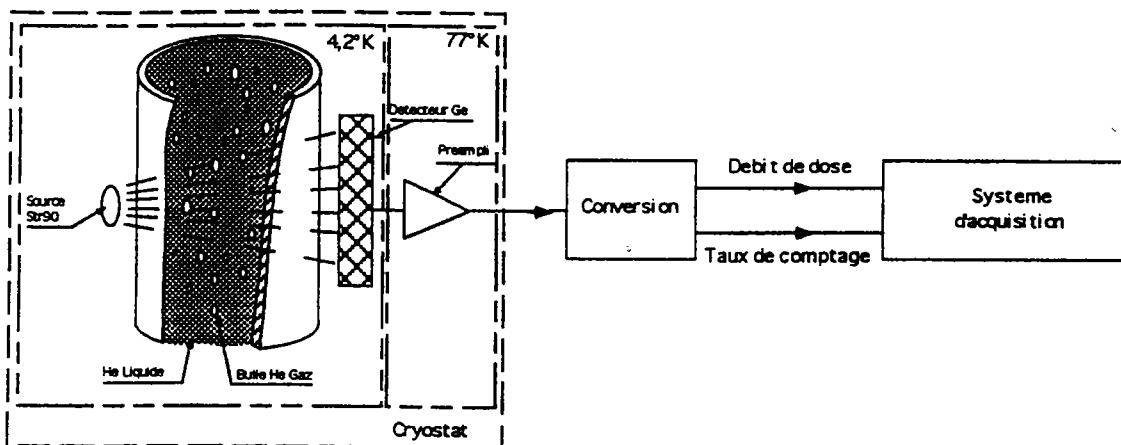


Figure II-23 : Schéma de principe du capteur à électrons et de la chaîne de mesures.

Le principe du capteur est basé sur le fait que les électrons, en traversant une certaine épaisseur de matière (ici l'hélium diphasique), perdent une partie de l'énergie. Au premier ordre, cette perte est seulement fonction de la nature des atomes rencontrés et de la densité de la matière traversée. L'interaction entre électrons et hélium diphasique est la plus sensible à la présence de gaz dans l'écoulement (ceci par rapport à d'autres rayonnements). Le nombre d'électrons produits avant interaction dépend de la radioactivité de la source. Dans notre cas, la source Sr^{90} est de 6 millicuries (6mC) ce qui correspond à $2,2 \cdot 10^8$ désintégrations/s.

Physiquement, on mesure deux paramètres (figure II-23):

- le taux de comptage qui correspond au nombre d'électrons vus par le détecteur par seconde (coup/s),
- le débit de dose qui représente l'intégration du produit de l'énergie par le taux de comptage.

- Implantation sur la station SEVHE:

Afin de protéger l'environnement immédiat du rayonnement de la source lors de son utilisation dans le capteur de titre, la source qui se présente sous forme d'aiguille vient se loger dans un cylindre en inox. Ce dernier est lui-même placé dans un anticryostat en inox ($e < 0.05\text{mm}$) qui traverse le hublot de visualisation afin de rapprocher la source le plus près possible de l'écoulement. Ce tube traverse le hublot de visualisation en plexiglass et se termine par une mince feuille d'inox pour interférer le moins possible avec les électrons. Pour la même raison, le tube d'écoulement a été désépaissi (figure II-24).

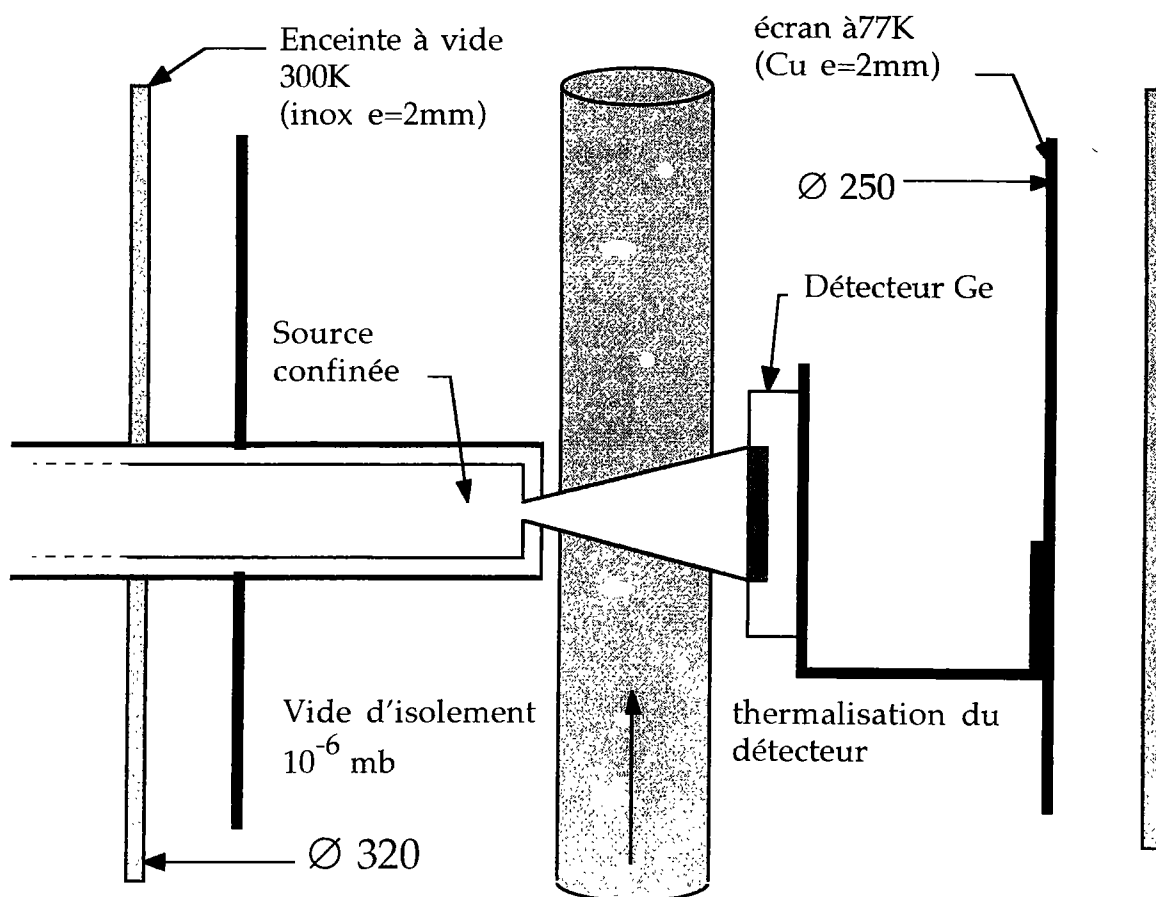


Figure II-24: Schéma de l'implantation du capteur de titre à électrons.

Pour ce montage, la source est mobile ce qui permet de retirer la source radioactive en dehors des périodes de mesures et d'éviter un endommagement du détecteur Ge. Ce dernier est lié à l'écran refroidi à l'azote liquide (77K) et la thermalisation conserve une température du détecteur proche de 80K. Lors des sessions expérimentales, la zone sous-vide poussé (10^{-6} mb) où se situe le capteur (source Sr^{90} confinée + détecteur Ge) est entourée par un écran à la température de 77K qui est alimenté en permanence en azote liquide. Par conséquent, le détecteur, même en cas de non circulation d'hélium liquide, ne

remonte pas au delà de cette température (80K) et dans ces conditions, nous avons constaté une bonne reproductibilité de la mesure entre les différentes sessions expérimentales.

- *Essais préliminaires*

La source Sr^{90} a subi d'une part, plusieurs cycles de mise en froid et sous vide à une pression inférieure à 1 mb et à la température de l'azote liquide (77K) afin de vérifier la bonne tenue de la source au vide et aux basses températures. Son étanchéité a été vérifiée également à l'ambiante. D'autre part, des essais préliminaires avec cette même source ont permis de tester le détecteur germanium et la chaîne de mesure associée (une partie du capteur étant à température de l'azote liquide). Le mélange diphasique a été recréé sous forme d'un bain d'hélium bouillonnant ou simulé par des épaisseurs plus ou moins importantes de polystyrène. Des mesures de débit de dose et de taux de comptage ont été ainsi réalisées validant le fonctionnement du détecteur et la chaîne électronique ainsi que les réglages nécessaires.

III-2-3-b modélisation du capteur

Un modèle simplifié du capteur a été réalisé au Service d'Études des Détecteurs de Saclay afin de voir si ce capteur était sensible aux variations de densité du mélange d'hélium diphasique. Intéressons nous, dans un premier temps, à la théorie de ce modèle.

- *modèle*

Le modèle se base sur un paramètre important qui est la distribution en énergie des électrons. L'énergie considérée peut être l'énergie cinétique K.E (avec E énergie totale de la particule) ou l'impulsion p :

$$E^2 = p^2 \cdot c^2 + (m_0 \cdot c^2)^2 \quad (\text{II-40})$$

$$\text{K.E} = E - m_0 \cdot c^2 \quad (\text{II-41})$$

Pour les électrons émis par une source Sr^{90} , la distribution en impulsion peut être assez bien représentée par un profil triangulaire avec une énergie maximum $(p.c)_{\text{max}} = 2,748 \text{ Mev}$ (à noter pour la modélisation, qu'un spectre triangulaire peut être généré par une somme de trois nombres aléatoires).

Les électrons issus de la source subissent des interactions dans la matière. Ces interactions ont deux effets; le premier est une diffusion, un changement de direction de leur parcours initial, effet qui sera négligé lors de la

modélisation. Le second effet est la perte d'énergie représentée par la formule de Sternheimer [Yuan, 1961] :

soit

$$R = a \cdot T_0^n \quad (\text{II-42})$$

$$n = b - c \cdot \ln T_0 \quad (\text{II-43})$$

avec R : quantité de matière qui absorbe l'énergie T_0 en mg/cm^2
 $a=412$, $b=1,265$, $c=0,0954$
 a , b , c étant des constantes obtenus pour l'aluminium
 T_0 : énergie cinétique de l'électron en Mev

La constante a doit être ajustée en fonction du nombre atomique de la matière traversée ce qui peut être fait à l'aide des tableaux des propriétés atomiques et nucléaires des particules [Particle Data Group, 1982]. Pour l'hélium, $a=494,14$.

Cette perte d'énergie peut être évaluée en modélisant la quantité de matière entre la source et le détecteur sous forme d'épaisseurs successives d'inox et d'hélium liquide ($2 \times 0,25\text{cm}$ d'inox et entre 0 et 1cm d'hélium, le reste étant vide) mais sans tenir compte de la géométrie circulaire du tube. La fraction de particules qui peuvent entrer dans le détecteur a été estimée à partir de l'angle solide du détecteur par rapport à la source (détecteur placé à 1,2 cm de la source, soit 5,5 % du rayonnement total émis par la source est envoyé vers le détecteur). De plus, on suppose que toute l'énergie d'un électron, qui n'est pas perdue dans la matière intermédiaire, est déposée et mesurée dans le détecteur. En effet, le germanium est suffisamment profond pour qu'aucun électron du Sr^{90} ne puisse traverser le cristal et ressortir. Les calculs réalisés à partir de cette modélisation et leur interprétation sont présentés dans le paragraphe suivant.

Physiquement, on mesure le nombre d'électrons vus par le détecteur par seconde (taux de comptage) et le produit de l'énergie par le taux de comptage. Des amplis de décharge sont présents dans le système afin d'initialiser ces deux paramètres, après chaque mesure. Le temps d'intégration avant réinitialisation est de l'ordre de 10ms.

A partir de ces deux paramètres mesurés, on peut donc connaître l'énergie moyenne finale de chaque électron E_{c2} , après traversée du mélange diphasique. Cette énergie cinétique finale de l'électron se déduit de son énergie initiale et de l'énergie nécessaire pour traverser le tube rempli du mélange diphasique :

$$R_1 - R_{\text{He}} - R_{\text{Inox}} = R_2 \quad (\text{II-44})$$

avec

- R_1 : quantité de matière équivalente à celle qui absorberait totalement E_{c1}
- R_2 : quantité de matière équivalente à celle qui absorberait totalement E_{c2}
- R_{He} : quantité de matière correspondant à l'hélium
- R_{Inox} : quantité de matière correspondant à l'inox

soit

$$a.(E_{c1})^{b-c \ln(E_{c1})} - e.\rho_{mélange} - R_{Inox} = a.(E_{c2})^{b-c \ln(E_{c2})} \quad (II-45)$$

avec

- e : épaisseur du mélange diphasique soit 1 cm
- E_{c1} : énergie cinétique initiale d'un électron avant traversée du mélange diphasique
- E_{c2} : énergie cinétique finale du même électron après traversée du mélange diphasique

De plus, il existe une relation entre le taux de vide et la masse volumique du mélange. On peut donc en conclure que l'énergie cinétique des électrons récupérée par le détecteur varie en fonction du taux de vide (par l'intermédiaire de la masse volumique du mélange).

- résultats de la modélisation

Grâce à la modélisation présentée précédemment, on peut vérifier si ce capteur est sensible à la présence d'hélium diphasique, tout en sachant que cet « hélium diphasique » est, en réalité, modélisé sous forme d'une épaisseur plus ou moins importante d'hélium liquide (le reste de la canalisation étant considérée comme vide).

Les simulations ont été faites pour 100000 électrons/seconde envoyés par la source. Les résultats obtenus sont répertoriés dans le tableau tab II-4:

Épaisseur d'hélium liquide (en cm)	Nombre d'électrons vus par le détecteur/seconde	Énergie de ces électrons \bar{E} (en Mev)
0	55150	30440
0.1	52540	28390
0.2	49930	26390
0.3	47360	24510
0.4	44850	22720
0.5	42360	20990
0.6	39920	19370
0.7	37550	17820
0.8	35180	16310
0.9	33060	14950
1	30710	13630

Tab II-4: Récapitulatif des résultats obtenus par le modèle.

Les résultats du tableau Tab II-4 nous montre que le capteur à électrons est sensible aux variations d'épaisseur d'hélium liquide. En effet, on constate que le nombre d'électrons vus par le détecteur et leur énergie varie en fonction de l'épaisseur d'hélium liquide à traverser. Plus l'épaisseur d'hélium liquide est faible (i.e. plus le taux de gaz est important), plus le détecteur voit d'électrons/seconde et plus leur énergie moyenne est élevée. Expérimentalement, on devrait constater que le taux de comptage (électrons/seconde) et le débit de dose (taux de comptage*énergie) augmente avec le titre massique.

Notons que ces résultats de simulations sont donnés avec une erreur statistique de l'ordre de 0.4% ce qui est très faible. Toutefois, d'autres simulations ont été réalisées en faisant varier le nombre d'électrons/seconde fournis par la source. Si on considère 3000 électrons/seconde issus de la source, l'erreur statistique est de l'ordre de 1% pour le taux de comptage et de 0.7% pour le débit de dose. On prendra donc en compte le débit de dose car l'erreur statistique est la plus faible afin d'évaluer le taux de vide.

II-2-3-c évaluation du taux de vide

Les résultats du tableau Tab II-4 nous montrent que l'énergie moyenne totale des électrons \bar{E} varie linéairement en fonction de l'épaisseur d'hélium liquide suivant l'équation:

$$\bar{E} = 2981 + 1679.8.e \quad (\text{II-46})$$

Expérimentalement, on mesure le débit de dose G_2 proportionnel à l'énergie des électrons reçus par le détecteur et le taux de vide est obtenu à partir de la connaissance des débits de dose respectivement en tout liquide G_{2l} , en tout gaz G_{2g} et en hélium diphasique G_{2d} :

$$\alpha = \frac{G_{2d} - G_{2l}}{G_{2g} - G_{2l}} \quad (\text{II-47})$$

Notons également que l'angle solide d'émission des électrons ne prend pas en compte la totalité de la section du tube (mais est symétrique par rapport à l'axe du tube). Toutefois, la distribution de gaz et de liquide est radialement symétrique en moyenne et le calcul de taux de vide α est un rapport des mesures de débit de dose faites sur cet angle solide. Ce dernier a donc peu d'influence sur la mesure de α .

D'autre part, si on regarde plus en détails l'évolution de l'énergie des électrons en fonction de l'épaisseur d'hélium liquide (Tab II-4 et figure II-25), on s'aperçoit que le rapport $\Delta E/\Delta e$ est constant quel que soit l'épaisseur initiale d'hélium liquide.

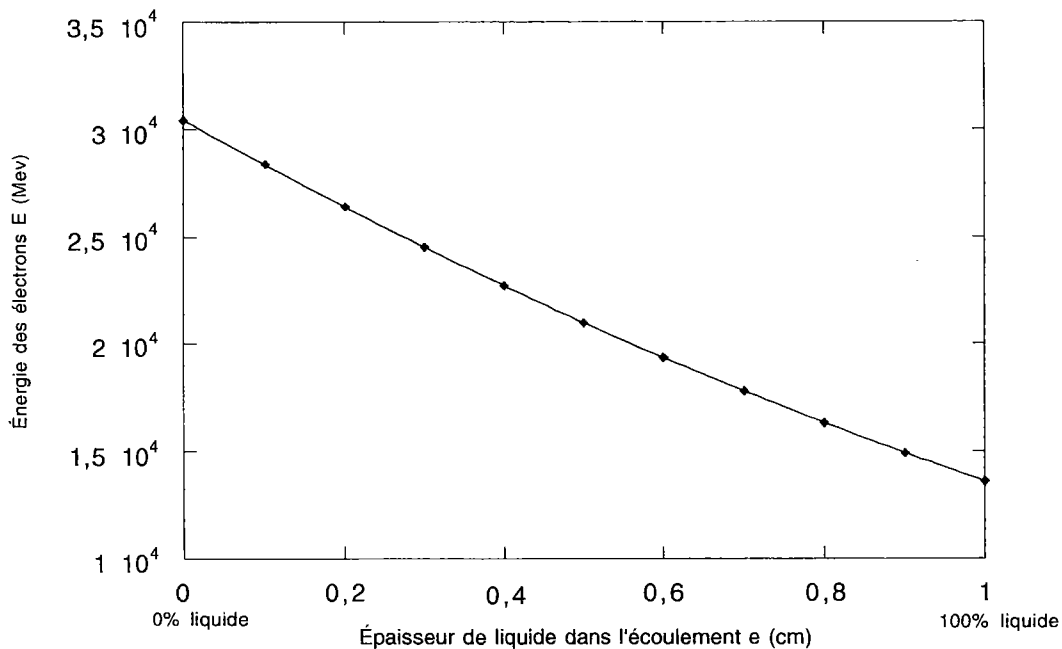


Figure II-25: Évolution de l'énergie des électrons en fonction de l'épaisseur de liquide.

L'effet de la position du liquide et par conséquent du gaz est négligeable sur l'énergie recueillie par le détecteur. Une bulle a donc le même effet plus ou moins près de la source.

Tant que l'écoulement est en moyenne homogène (notamment avec une répartition aléatoire des bulles dans la section), le capteur mesure bien le taux volumétrique de gaz dans le cas d'une mesure moyenne dans le temps. L'énergie \bar{E} et le taux de vide α sont couplés de manière univoque.

II-2-3-d évaluation de l'erreur faite sur la mesure de taux de vide

Les mesures à l'aide d'un faisceau de particules (électrons) dans des écoulements diphasiques sont nécessairement limitées par la statistique c'est à dire par la fluctuation du nombre de particules qui sont impliquées dans la mesure d'un « point ». Cette limitation est équivalente à une erreur σ (déviations standard) qui est attachée à la mesure et qui peut être considérée comme un bruit. On peut avoir d'autres sources de bruit mais dès le départ, ce bruit statistique est inhérent à la mesure.

On peut diminuer cette erreur, soit en utilisant une source plus intense, soit en étendant la mesure d'un point sur un temps plus long.

L'erreur statistique s se compose de deux termes σ_E dû au spectre d'énergie des particules et σ_N dû à la fluctuation du nombre des particules dans un intervalle de temps donné. Il s'avère que $\sigma_N > \sigma_E$ sauf pour un comptage à taux très bas $n < 100$ ce qui n'est pas notre cas.

D'après le paragraphe précédent, on sait que $\alpha = \frac{G_{2d} - G_{2l}}{G_{2g} - G_{2l}} = \frac{\bar{E}_d - \bar{E}_l}{\bar{E}_g - \bar{E}_l}$ où \bar{E}_g , \bar{E}_l , \bar{E}_d sont respectivement les énergies déposées en hélium liquide, en hélium gaz et en hélium diphasique dans un temps où n particules ont été déposées ($\alpha=0$ pour le tout liquide et $\alpha=1$ pour le tout gaz).

Comme les erreurs statistiques sur \bar{E}_g et sur \bar{E}_l et sont négligeables comparées à l'erreur sur \bar{E}_d , on a donc finalement:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{\Delta\bar{E}_d}{\bar{E}_g - \bar{E}_l} \quad (\text{II-47})$$

Dans le cadre de nos mesures, le taux de comptage est de l'ordre de 300000 électrons/s en hélium liquide et 500000 électrons/seconde en hélium gaz. On estime l'erreur statistique sur la mesure de taux de vide à 0.6%.

On constate également une certaine dérive de la mesure dans le temps due à l'électronique que l'on estime à 1.2%.

La variation de température peut impliquer une variation sur le dépôt d'énergie mais a très peu d'influence sur le taux de comptage. Les tests préliminaires ont montré que l'erreur faite sur la mesure était inférieure à 0.5% lorsque la température variait de 77 à 90K.

On suppose également que les électrons traversent toujours la même épaisseur d'hélium et on néglige ainsi les effets de bords.

L'erreur faite sur la mesure du taux de vide est par conséquent estimée à 2.3%.

II-2-3-e relations entre les résultats obtenus avec le capteur à électrons et le capteur optique

Il s'agit dans ce paragraphe de connaître la corrélation entre les résultats obtenus avec le capteur à électrons et ceux obtenus avec le capteur optique présenté dans le paragraphe précédent.

Le capteur à électrons est situé en amont du capteur à fibres optiques non intrusives et le titre massique est par conséquent différent entre les deux capteurs à cause des apports thermiques sur le tube entre les deux capteurs.

Cela correspond en définitive à un décalage de l'origine $x=0$ pour le capteur optique.

On peut évaluer la différence de titre massique entre les deux capteurs en estimant les pertes entre les positions correspondant à chacun des capteurs:

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{W_{C.\text{électrons}/C.\text{optique}}}{m.L_v} \quad (\text{II-48})$$

Les pertes entre le capteur à électrons et le capteur optique $W_{C.\text{électrons}/C.\text{optique}}$ sont estimées à $0.03W$ et le décalage de titre massique $\frac{\Delta x}{x}$ entre ces deux capteurs est de l'ordre de 0.16% à 0.36% selon le débit total d'écoulement (0.9g/s à 0.4g/s).

Ce résultat numérique nous permet de conclure que les valeurs de titre massique calculées au niveau de la fibre basse du capteur optique non intrusif sont pratiquement identiques à celles évaluées au niveau du capteur à électrons. L'écoulement diphasique évolue donc peu entre ces deux capteurs et leurs résultats peuvent être comparés.

CHAPITRE III:
RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX
ET
INTERPRÉTATION

III-1 Visualisation des écoulements

Quatre régimes principaux ont été observés lors de cette étude d'écoulements verticaux d'hélium diphasique:

- l'écoulement à bulles,
- l'écoulement à bulles agglomérées,
- l'écoulement à poches disloquées,
- l'écoulement annulaire avec des gouttelettes de liquide en suspension.

On retrouve donc les principaux régimes d'écoulements décrits dans la littérature ce qui permettra de comparer le mélange diphasique d'hélium aux autres mélanges déjà étudiés. Dans notre cas, les paramètres de contrôle sont le débit d'écoulement et le titre massique dont l'influence sera discutée par la suite. Ces écoulements ont fait l'objet de photographies ce qui nous a permis relever certaines caractéristiques tels que le diamètre des bulles et la distance entre deux bulles dans l'écoulement à bulles en mesurant le diamètre des bulles et la distance entre deux bulles. Une caméra CCD à vitesse d'obturation élevée (vitesse jusqu'à 1/10000^e) a été utilisée comme moyen complémentaire afin d'étudier le mouvement du gaz par rapport au liquide mais elle ne nous fournit que des informations qualitatives et non quantitatives; il a été, entre autres, impossible de mesurer la vitesse des bulles car ces dernières sont très difficiles à suivre d'une image sur l'autre (24 images/seconde).

Il est utile de rappeler que les conditions expérimentales sont non idéales et la contribution des pertes n'est pas négligeable tant qu'on est à des titres faibles. En effet, comme cela est expliqué dans le paragraphe II, les pertes se présentent sur la partie supérieure du cryostat suivant la figure III-0.

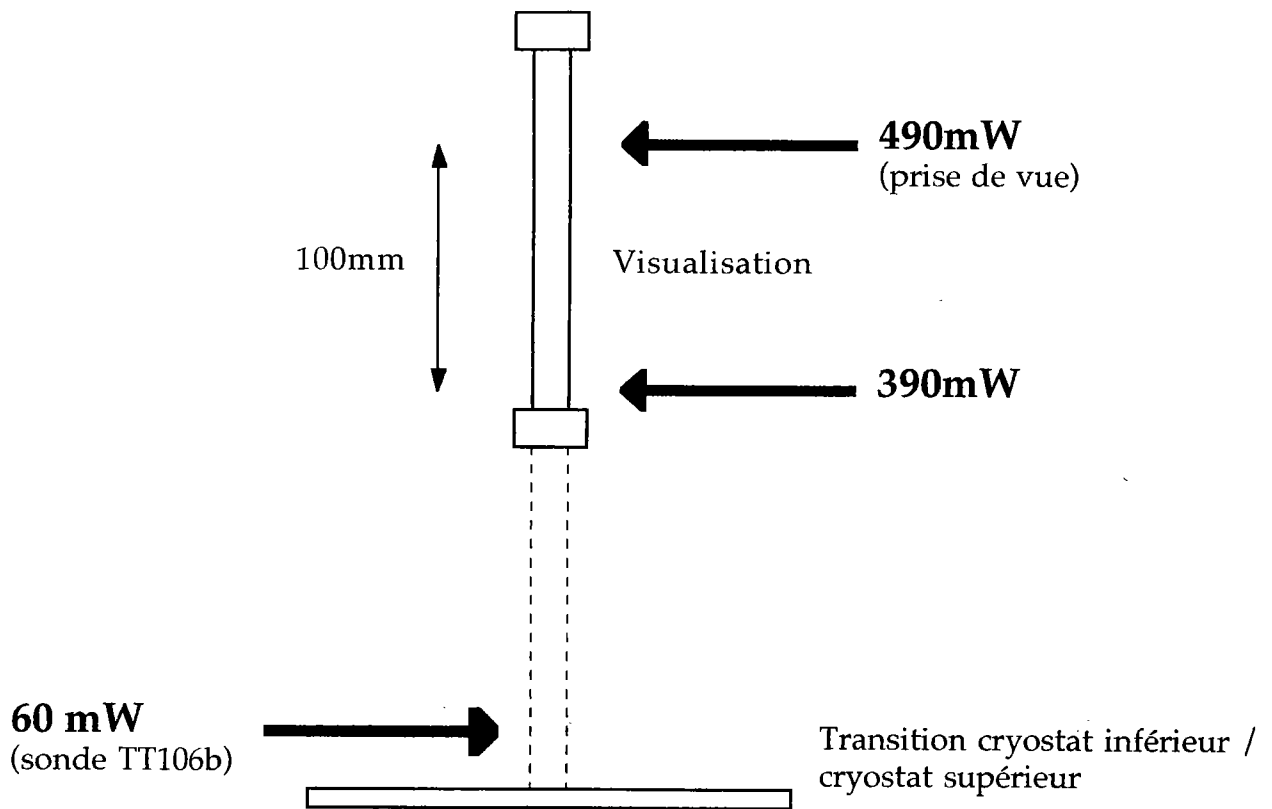
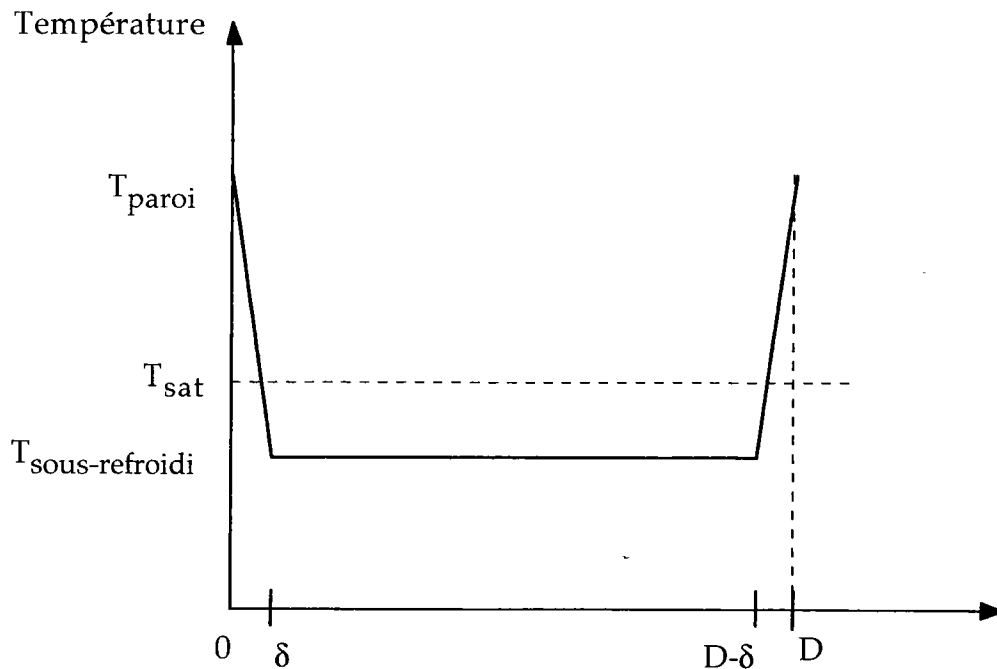


Figure III-0: Répartition des pertes sur la partie visualisation du cryostat.

La densité de flux est de l'ordre de $0.0032\text{W}/\text{cm}^2$ au niveau de la visualisation et sur la partie de la boucle qui précède la fenêtre (entre la sonde de température TT106b et le bas de la visualisation), cette densité s'élève à $0.0017\text{W}/\text{cm}^2$. Le liquide est donc surchauffé à proximité de la paroi (figure III-1) à cause des pertes thermiques suffisantes pour créer des bulles par nucléation [Mahé, 1991]. Ces bulles se forment dans une épaisseur δ très fine de l'ordre du dixième de mm car l'hélium liquide est très mauvais conducteur de la chaleur.



avec D le diamètre de canalisation, δ la couche limite thermique dans laquelle se forment les bulles.

Figure III-1: Évolution de la température en fonction de la position transversale dans la canalisation.

Notons également que ces premiers écoulements présentent un titre thermodynamique « négatif ». Par définition, le titre massique de vapeur thermodynamique correspond à

$$x = \frac{h_m - h_l(T_{\text{sat}})}{L_v} \text{ avec } h_m = h_l(T_{\text{sat}}).(1 - x) + x.h_v(T_{\text{sat}}).$$

Il est égal à zéro lorsque la température moyenne du fluide atteint T_{sat} (l'enthalpie du mélange est alors égale à l'enthalpie du liquide à la température saturante). Dans les écoulements sous-refroidis, malgré la surchauffe en paroi, la température moyenne du fluide est inférieure à T_{sat} (figure III-1) et h_m est par conséquent inférieur à $h_l(T_{\text{sat}})$ ce qui explique $x < 0$. Les pertes sont loin d'être négligeables puisqu'elles représentent, au niveau de la prise de vue, 7.4% de l'enthalpie du liquide à T_{sat} . Au delà de ces faibles titres, la nucléation est négligeable par rapport à l'écoulement lui-même.

De plus, l'incertitude sur x (de 4.5 à 10%) calculée dans le paragraphe II accentue le caractère qualitatif de certains résultats surtout pour les très faibles

valeurs de x . L'écoulement vertical, en outre, empêche une visualisation précise. Cependant, les photographies (et les films) apporte des informations très utiles.

II-1-1 L'écoulement à bulles

II-1-1-a écoulement sous-refroidi

Tout d'abord, intéressons-nous à l'écoulement à bulles. Les premières bulles apparaissent dans un écoulement sous-refroidi. En principe, l'écoulement sous-refroidi est donc totalement liquide sauf en paroi chauffée où il est naturellement possible d'atteindre les conditions de nucléation. Dans ce cas, les bulles sont de diamètre faible (voir évaluation numérique dans le paragraphe suivant) et sphériques ou très peu déformées (figure III-2). La partie centrale claire du tube permet l'observation des bulles alors que l'effet de bord gêne pour les titres très très faibles (figure III-2 et III-3). La visualisation complémentaire réalisée à l'aide de la caméra CCD (dans le cadre de notre étude, vitesse de $1/4000^e$) nous permet de constater que les bulles formées dans un liquide sous-refroidi ont un mouvement quasi rectiligne uniforme.

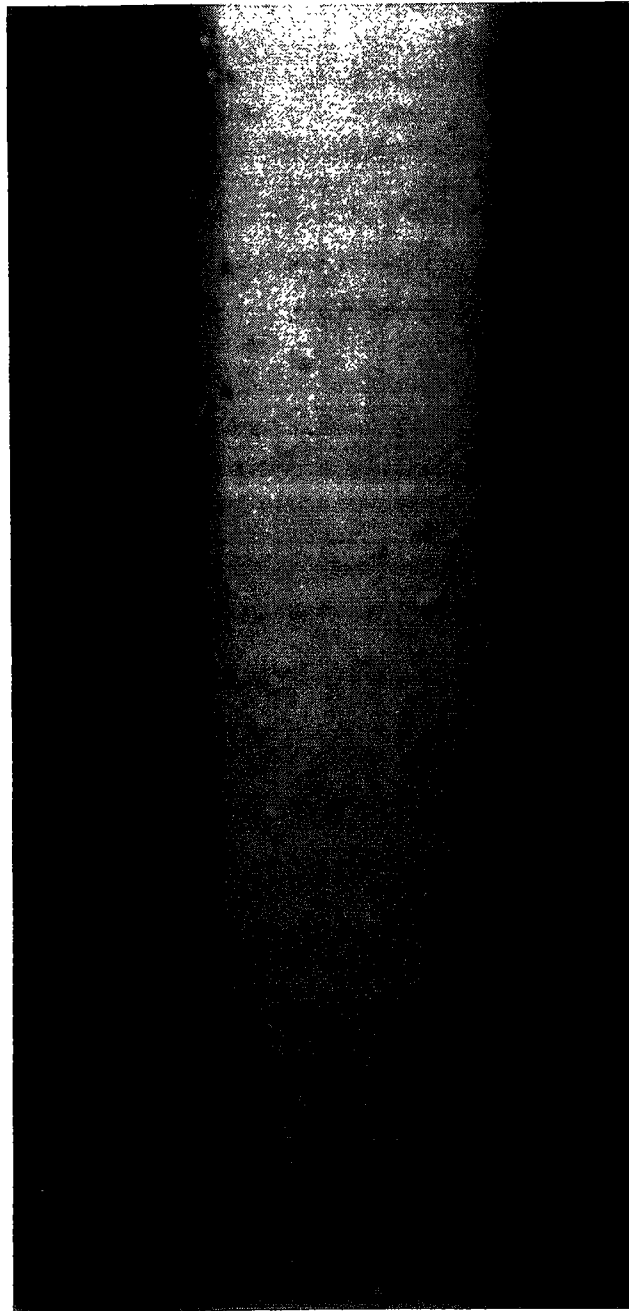


Figure III-2: Écoulement sous-refroidi à bulles; titre moyen massique $x=-0.039$ et débit massique $m=0.66\text{g/s}$.

Écoulement sous-refroidi
 $x < 0$
Bulles sphériques
 $d \leq 0.24\text{mm}$

III-1-1-b écoulement à bulles avec $x > 0$

Lorsque l'on crée un écoulement à bulles avec un titre thermodynamique de l'ordre de zéro (figure III-3), la densité de bulles augmente considérablement mais les bulles semblent rester encore indépendantes l'une de l'autre malgré leur proximité. Les bulles ont une forme ellipsoïdale plus ou moins aplatie et leur diamètre équivalent évolue considérablement. Malgré les effets de bord, la figure III-3 nous présente une répartition uniforme des bulles dans la section du tube. Ces bulles présentent un mouvement en zig-zag sur les films vidéos. Un troisième type de bulle de type « dôme sphérique » a été observé, et est présentée dans l'annexe I (figure A1-4). Cette géométrie a déjà été observée, par ailleurs, dans des mélanges classiques eau-air.

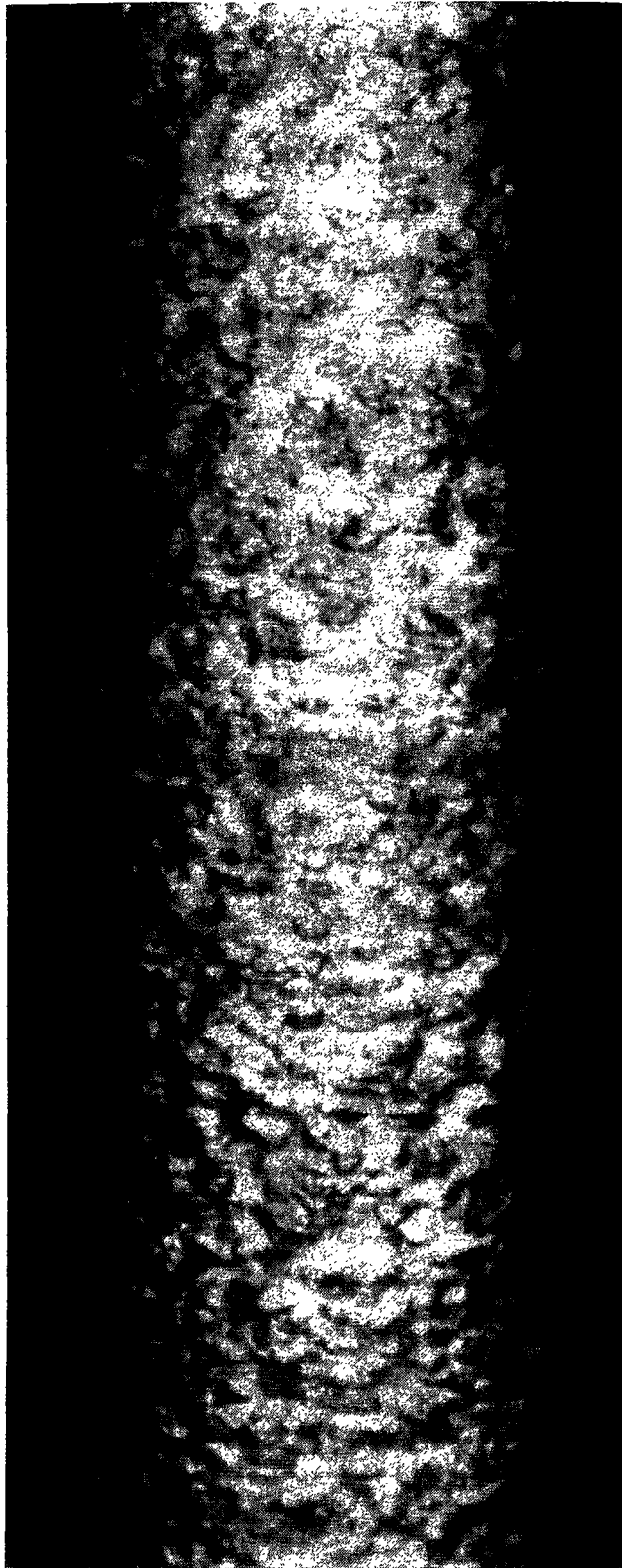


Figure III-3: Écoulement à bulles; titre massique $x=0^+$ et débit massique $m=0.59\text{g/s}$

Sur la figure III-4, on constate que l'écoulement à bulles évolue considérablement lorsque le titre massique est de l'ordre de $x=0.05$. La densité de bulles est si importante que les bulles sont difficilement distinguables; toutefois, on note, au centre de l'écoulement, la présence de bulles très déformées agglutinées les unes au autres. Dans la suite de ce chapitre, on montrera que cet écoulement correspond au début de la coalescence des bulles et à la transition avec l'écoulement suivant .

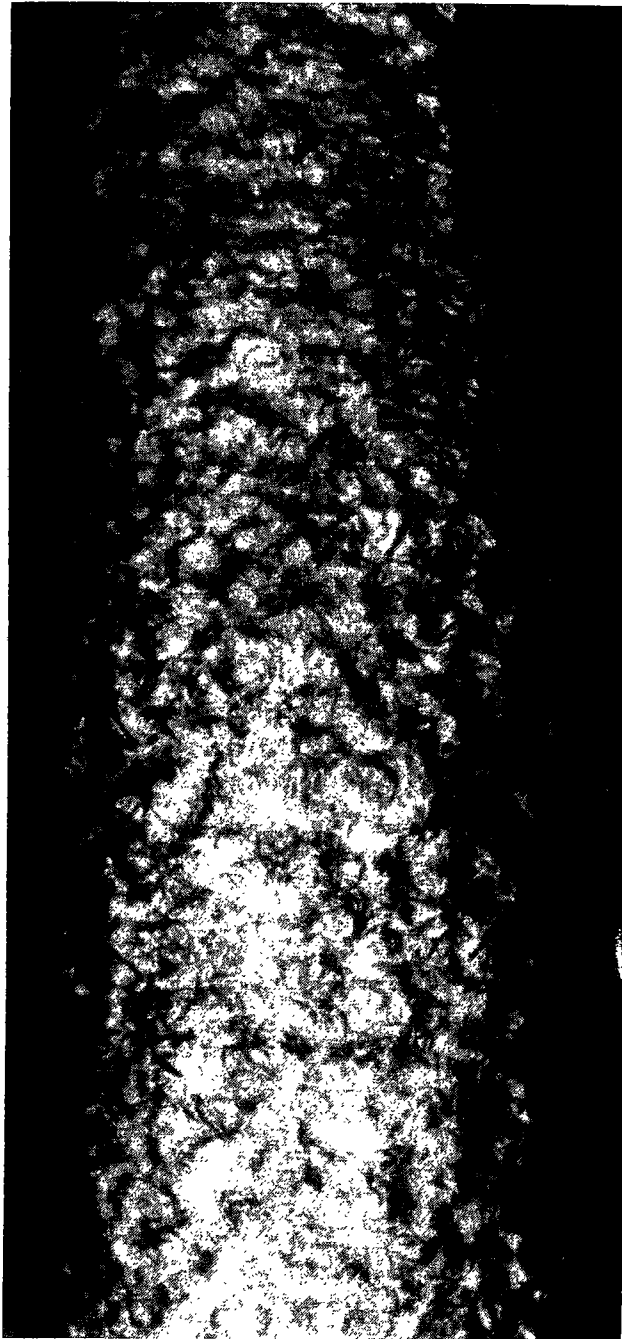


Figure III-4: Écoulement à bulles; titre massique $x=0.054$ et débit massique $m=0.53\text{g/s}$.

Écoulement à bulles
 $0 < x < 0.05$
bulles ellipsoïdales
 $0.27\text{mm} \leq d \leq 1.03\text{mm}$

III-1-2 Écoulement à bulles agglomérées

À titre croissant, on observe un écoulement à bulles agglomérées correspondant à la transition entre l'écoulement à bulles et l'écoulement à poches disloquées. D'après la figure III-5, cet écoulement se présente sous la forme d'un mélange homogène de gaz et de liquide dans lequel on ne distingue plus aucun élément caractéristique (ni bulle ni poche). Ce mélange a une vitesse uniforme sur les films vidéo.



Figure III-5: Écoulement à bulles agglomérées; débit massique $m=0.67\text{g/s}$ et titre massique $x=0.191$.

Écoulement à bulles agglomérées

$$0.05 \leq x \leq 0.25$$

III-1-3 Écoulement à poches disloquées

Observons maintenant l'écoulement à poches disloquées (figure III-6) qui se présente sous forme d'un mélange désordonné et inhomogène de liquide et de gaz. Sur la figure III-6, le gaz est présent sous forme de taches plus claires au centre du tube. Ces taches plus ou moins difformes correspondent à des poches de gaz que l'on définit, dans la littérature, comme des poches disloquées. Les films vidéo permettent de mettre en évidence:

- d'une part, la présence de ces deux phénomènes qui ont des vitesses différentes; les poches au centre du tube ont une vitesse plus rapide que le mélange en paroi.

- D'autre part, l'écoulement est fortement turbulent ($Re_{\text{écoulement}} > 10000$ quel que soit le débit d'écoulement) ce qui justifie le fait que l'écoulement soit désordonné. Depuis $x=0$ et au fur et à mesure que le titre de gaz augmente, nous avons vu que les effets de bord (bord du tube sombre) s'estompaient. L'augmentation du nombre « d'objets » dans l'écoulement (bulles, poches...) doit permettre une diffusion de la lumière plus large dans les zones initialement obscures. Nous allons voir dans le paragraphe suivant que la diminution de la densité de ces objets va à nouveau réassombrir les bords du tube.

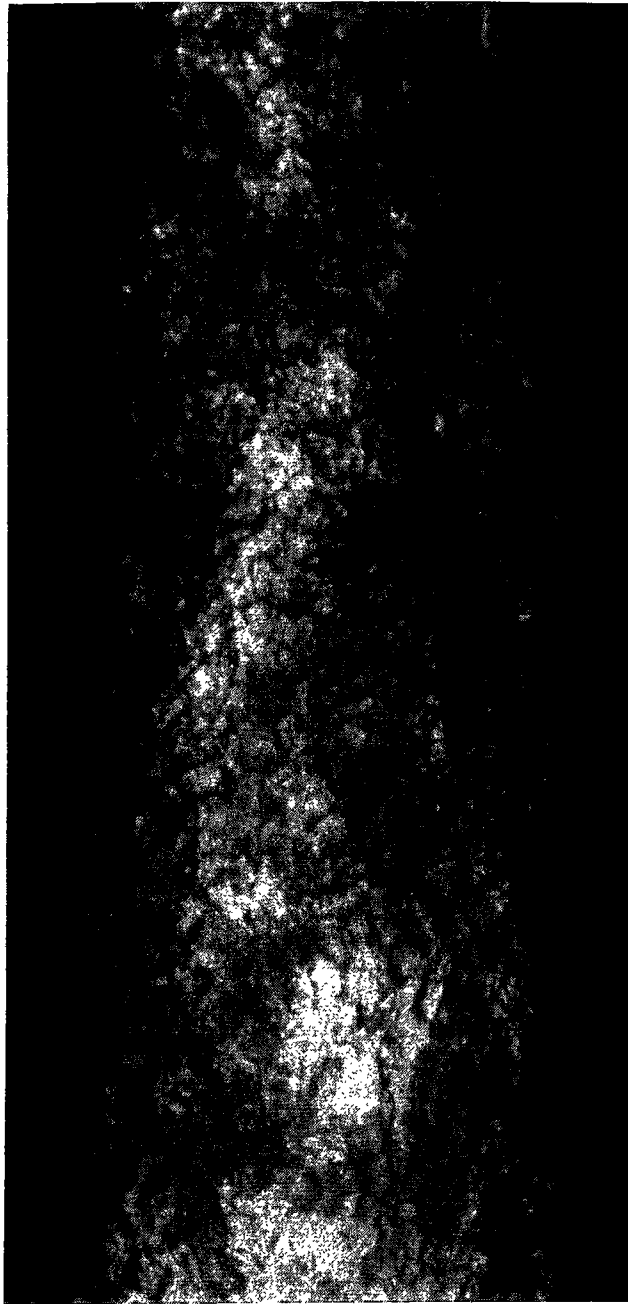


Figure III-6: Écoulement à poches disloquées; titre massique $x=0.365$ et débit massique $x=0.77\text{g/s}$.

Écoulement à poches disloquées

$$0.25 \leq x \leq 0.8$$

III-1-4 Écoulement annulaire et gouttelettes en suspension

Les deux derniers écoulements observés sont présentés sur les figures III-7 et III-8: ce sont respectivement l'écoulement annulaire et les gouttelettes de liquide en suspension dans du gaz et déposées sur les parois du tube qui apparaissent souvent juste avant l'assèchement du tube. Ces deux régimes apparaissent pour des titres massiques élevées, de l'ordre de 80%, et sont particulièrement instables. Pour un même débit et un même titre massique, on observe alternativement un film de liquide en paroi ou des gouttelettes de liquide seules. On note, sur la figure III-7, que le film de liquide en paroi est associé à la présence de gouttelettes au coeur de l'écoulement; on peut donc supposer qu'il existe des vagues à l'interface liquide-gaz et que la vitesse élevée du gaz arrache au niveau de leurs crêtes des gouttelettes qui se retrouvent entraînées dans le coeur gazeux.

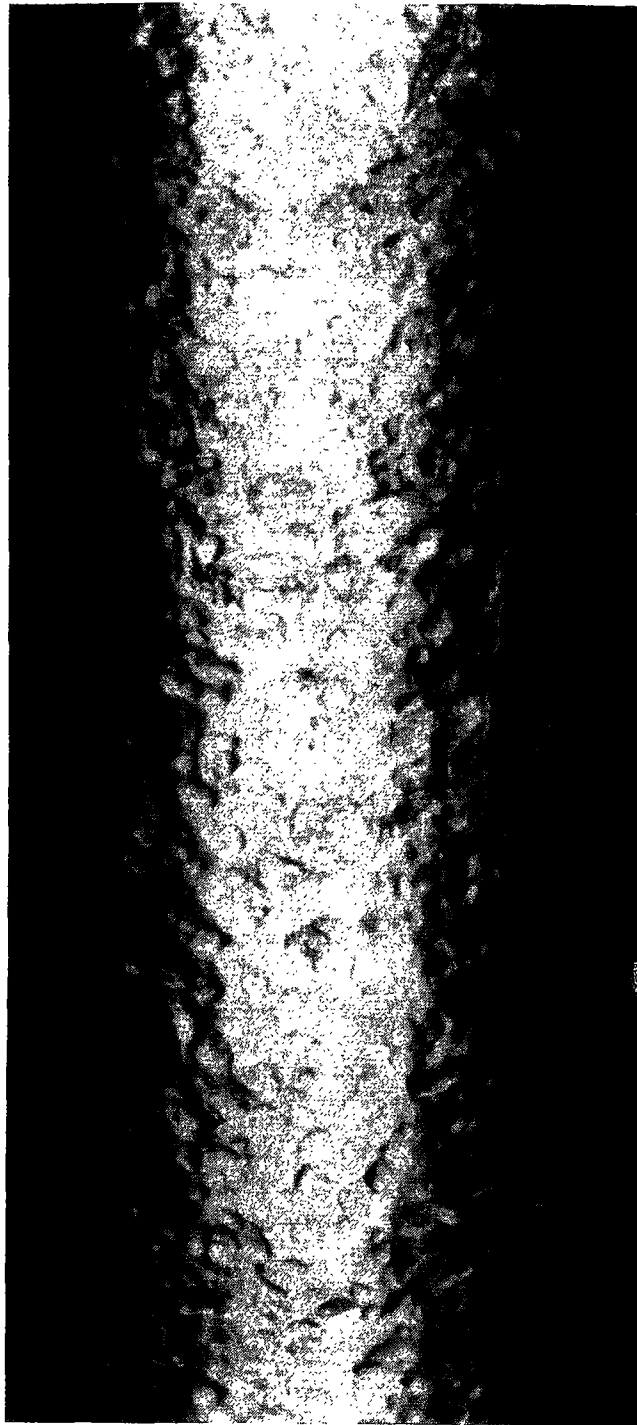


Figure III-7: Écoulement annulaire; titre massique $x=0.77$ et débit massique $m=0.61\text{g/s}$.

Écoulement annulaire

$$x \geq 0.8$$

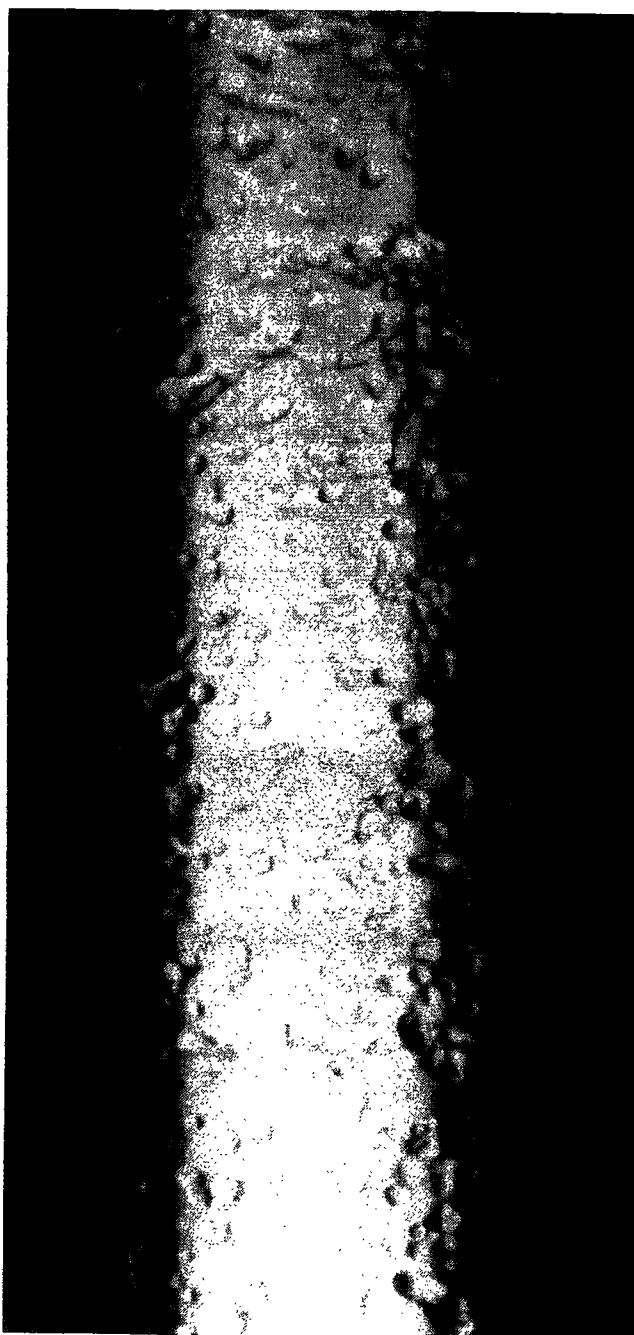


Figure III-8: Gouttelettes en suspension; titre massique $x=0.77$ et débit massique $m=0.61\text{g/s}$.

Gouttelettes en suspension et sur les parois

$x \geq 0.8$

III-2 Mesures du taux de vide et recherche d'un modèle représentatif

Dans ce paragraphe, nous présentons les mesures de taux de vide et les modèles qui peuvent corréler nos résultats expérimentaux $\alpha(x)$. Le taux de vide constitue une grandeur caractéristique des écoulements diphasiques puisqu'il définit la fraction d'aire occupée par la phase gazeuse. Il permet, une fois choisi le modèle hydrodynamique de description, de déterminer les vitesses respectives des phases et le glissement de l'une par rapport à l'autre, pour un titre massique donné. Le capteur à électrons donne une mesure moyennée sur un volume défini par l'angle solide du capteur (paragraphe II) ce qui permet de s'affranchir des fluctuations locales. Ce capteur sensible à la densité du mélange mesure ce que l'on appelle le débit de dose c'est-à-dire le produit du nombre d'électrons/s par leur énergie. Ce paramètre est mesuré, en sortie de la chaîne électronique, sous forme d'une tension proportionnelle que l'on identifiera au taux de vide moyen α_m ; il s'agit bien d'une mesure moyenne puisque le cône de mesure est petit et le glissement varie peu (vitesses de gaz et de liquide pratiquement constantes). Connaissant les tensions pour des écoulements en hélium tout liquide et tout gaz, respectivement V_{l0} et V_{g0} et la tension V pour un écoulement de titre connu, le taux de vide est donné par $\alpha_m = \frac{V - V_{l0}}{V_{g0} - V_{l0}}$. Cette mesure a été faite pour trois débits différents 0.4g/s, 0.6g/s et 0.9g/s et pour des titres massiques allant de 0 à 100% de gaz.

Les points expérimentaux obtenus sont présentés sur la figure III-9 pour les conditions citées précédemment.

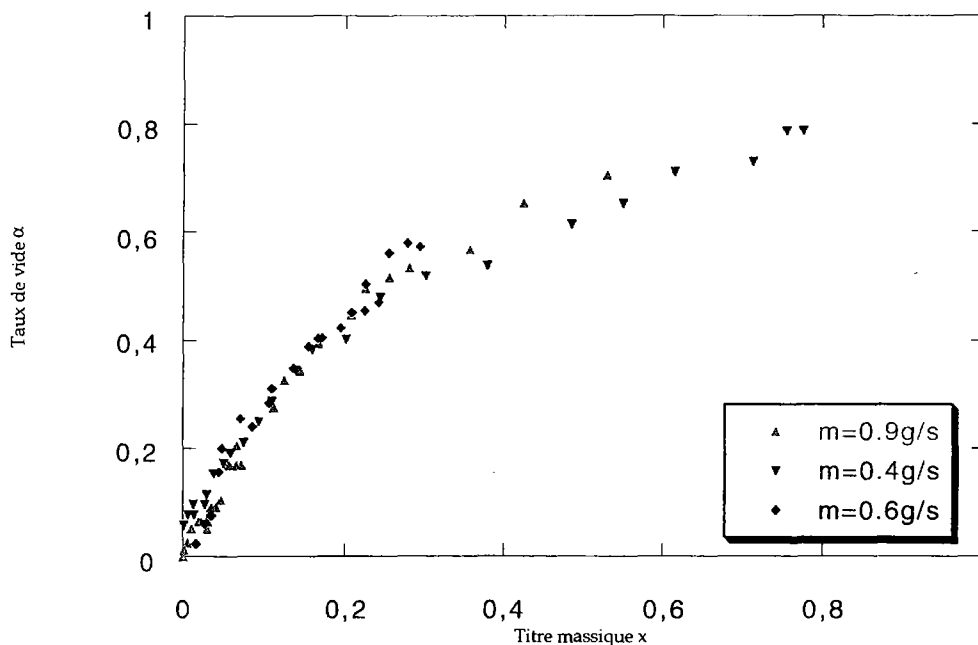


Figure III-9: Évolution du taux de vide en fonction du titre massique: points expérimentaux obtenus avec le capteur à électrons.

Notons tout d'abord que dans la gamme de débit dans laquelle nous travaillons soit de 0.4g/s à 0.9g/s, ce paramètre n'a à la précision obtenue qu'une influence modeste sur la mesure de taux de vide. En effet, les courbes de taux de vide se superpose assez bien quel que soit le débit et ceci malgré le facteur 2 qui existe entre les deux débits extrêmes 0.4 et 0.9g/s. Cette remarque est notamment valable pour des titres allant de 0 à 30% où les points sont plus nombreux.

III-2-1 Recherche d'un modèle hydrodynamique en accord avec les résultats $\alpha_m(x)$

Comme cela est rappelé au chapitre I, la modélisation d'un écoulement vertical à bulles peut être:

- homogène,
- à deux vitesses avec un choix de contraintes particulières telles que un profil de vitesse, un profil de taux de vide...

Lorsque l'on compare ces points expérimentaux aux modèles existants décrits dans la partie I (figure III-10), on s'aperçoit que les modèles à deux vitesses corrélerent mieux les résultats expérimentaux quel que soit le régime d'écoulement. Notons également que cette figure est représentée pour un débit de 0.4g/s; les résultats sont similaires pour les autres débits étudiés.

Examinons maintenant chaque possibilité.

1) *le modèle homogène:*

L'homogénéisation de l'écoulement conduit à des résultats bien au dessus des données expérimentales (sauf pour $x < 2\%$) même dans le cas des écoulements à bulles qui sont des écoulements assez homogènes au moins spatialement. Les écoulements diphasiques verticaux ne peuvent donc pas être considérés comme ceux d'un pseudo-fluide qui obéirait aux équations usuelles d'un écoulement à un seul composant.

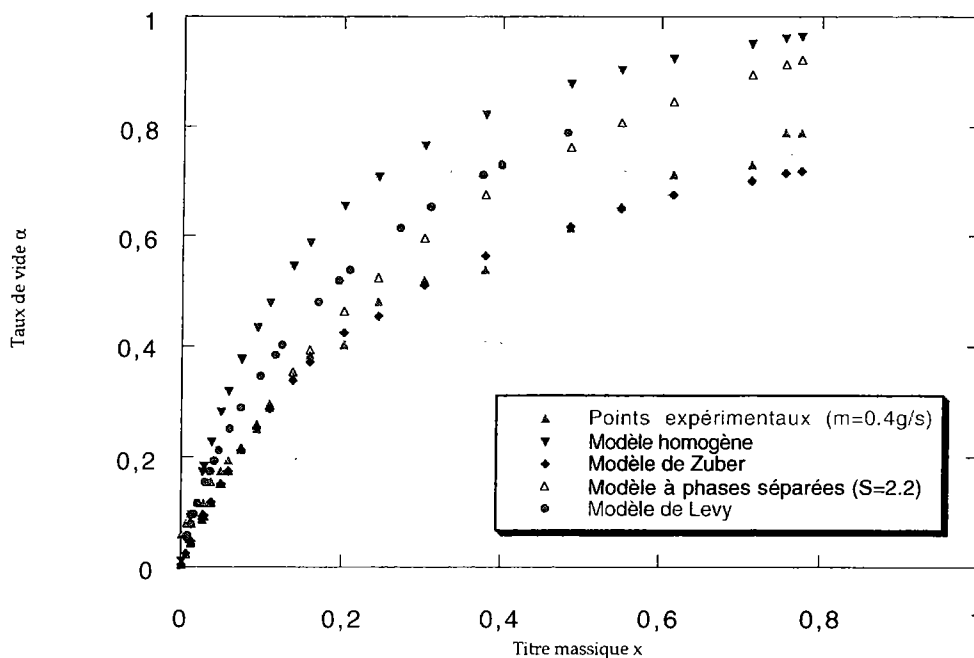


Figure III-10: Évolution du taux de vide en fonction du titre massique: résultats expérimentaux ($m=0.4g/s$) et modèles.

2) *le modèle de Levy:*

Le modèle de Levy qui est, rappelons-le un exemple possible de modèle à deux vitesses n'est proche des résultats expérimentaux qu'à titre faible ($0 < x < 3\%$). Ce dernier suppose que la variation de titre et des propriétés du fluide sont suffisamment lentes pour conserver l'égalité des pertes de pression entre le gaz et le liquide ce qui n'est pas vérifié dans notre cas. Notons que dans des tubes

verticaux, le terme $\left(\frac{dp}{dy}\right)_l$ est beaucoup plus grand que $\left(\frac{dp}{dy}\right)_g$ à cause des différences de pertes hydrostatiques. En pratique, le modèle ne semble pas s'appliquer davantage que dans l'exemple pris par Levy lui-même pour comparer les données de Cook avec ses prédictions, soit pour $\alpha < 2\%$. Il est donc un peu surprenant que Khalil affirme que ses mesures expérimentales de taux de vide (α variant de 0 à 100%) soient bien corrélées par ce modèle [Khalil, 1981].

3) le modèle à phases séparées avec un glissement S fixé:

Les résultats obtenus précédemment avec le modèle homogène ne nous étonne pas. En effet, la différence de vitesse entre le liquide et le gaz explique notamment que le modèle ne soit pas applicable aux écoulements créés. C'est cette différence de vitesse qui est introduite dans ce deuxième modèle à phases séparées (modèle de Wallis), par l'intermédiaire du glissement $S=2.2$ (figure III-12). Ce dernier apparaît, avec les propriétés de chaque phase, dans l'expression du taux de vide des écoulements diphasiques en fonction du titre massique:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{(1-x) \cdot \rho_g \cdot S}{x \cdot \rho_l}} \quad (\text{III-1})$$

La valeur du glissement déterminée à partir des résultats expérimentaux et de l'équation III-1 a été trouvée constante (et égale à 2.2 pour $m=0.4g/s$) pour des écoulements à bulles ce qui sera justifiée par la suite. On peut remarquer que tant que le titre est inférieur à 20% (écoulements à bulles et écoulement de transition), le modèle est proche des résultats expérimentaux. Au delà, le glissement diffère de la valeur considérée dans le modèle et il y a divergence entre le modèle et l'expérience.

4) le modèle de Zuber:

4-1 introduction

Le modèle qui corrèle le mieux les résultats expérimentaux est le modèle de Zuber présenté dans la partie I, notamment pour des titres $15\% < x < 70\%$. Ce dernier prend en compte les effets de *nonuniformité* de l'écoulement et de *distribution de taux de vide* dans la section incorporant, de ce fait les effets de la *vitesse relative locale entre les deux phases*. La figure III-10, pour toutes les valeurs du titre, montre un accord significatif. Afin de mieux comprendre cette adéquation entre le modèle et les résultats expérimentaux, nous allons présenter en détail ce modèle de Zuber.

Pour ce modèle à deux vitesses, on utilise les vitesses superficielles:

$$j = j_l + j_g = (1 - \alpha) \cdot u_l + \alpha \cdot u_g \quad (\text{III-2})$$

et les vitesses de glissement

$$u_{gj} = u_g - j = (1 - \alpha) \cdot (u_g - u_1) \quad (\text{III-3})$$

dans les notations usuelles.

Localement, on a donc:

$$\alpha u_{gj} = \alpha u_g - \alpha j = j_g - \alpha j \quad (\text{III-4})$$

En utilisant les expressions précédentes (III-3) et (III-4) et en les moyennant sur la section totale suivant l'expression $\langle F \rangle = \frac{1}{A} \int_A F dA$, on obtient le résultat suivant:

$$\langle j_g \rangle = \langle \alpha \cdot u_{gj} \rangle + \langle \alpha \cdot j \rangle \quad (\text{III-5})$$

et
$$\langle j_g \rangle = \langle \alpha \cdot u_g \rangle \quad (\text{III-6})$$

On définit une valeur moyenne pondérée par la relation $\bar{F} = \frac{\langle \alpha \cdot F \rangle}{\langle \alpha \rangle}$ ce qui donne

$$\bar{u}_g = \frac{\langle \alpha \cdot u_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle j_g \rangle}{\langle \alpha \rangle}.$$

On a donc, d'après les expressions (III-5) et (III-6):

$$\bar{u}_g = \frac{\langle \alpha \cdot j \rangle}{\langle \alpha \rangle} + \frac{\langle \alpha \cdot u_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle j_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} = C_0 \cdot \langle j \rangle + \tilde{u}_{gj} \quad (\text{III-7})$$

Dans cette dernière équation apparaissent deux quantités: (1) le *paramètre de distribution* de Findlay et Zuber défini par

$$C_0 = \frac{\langle \alpha \cdot j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle} \quad (\text{III-8})$$

qui joue un rôle dans la forme des profils de α et j (distribution non uniforme), et (2) la *vitesse moyenne pondérée de glissement* \tilde{u}_{gj} de Zuber et Findlay définie par

$$\tilde{u}_{gj} = \frac{\langle \alpha \cdot u_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (\text{III-9})$$

Cette vitesse prend en compte la vitesse relative entre les deux phases.

Quel que soit l'écoulement, ces équations prennent donc en compte d'une part, la non uniformité de l'écoulement et le profil de taux de vide avec le paramètre C_0 et d'autre part, l'effet de la vitesse locale relative avec la vitesse \tilde{u}_{gj} .

et les vitesses de glissement

$$u_{gj} = u_g - j = (1 - \alpha) \cdot (u_g - u_1) \quad (\text{III-3})$$

dans les notations usuelles.

Localement, on a donc:

$$\alpha u_{gj} = \alpha u_g - \alpha j = j_g - \alpha j \quad (\text{III-4})$$

En utilisant les expressions précédentes (III-3) et (III-4) et en les moyennant sur la section totale suivant l'expression $\langle F \rangle = \frac{1}{A} \int_A F dA$, on obtient le résultat suivant:

$$\langle j_g \rangle = \langle \alpha \cdot u_{gj} \rangle + \langle \alpha \cdot j \rangle \quad (\text{III-5})$$

et
$$\langle j_g \rangle = \langle \alpha \cdot u_g \rangle \quad (\text{III-6})$$

On définit une valeur moyenne pondérée par la relation $\bar{F} = \frac{\langle \alpha \cdot F \rangle}{\langle \alpha \rangle}$ ce qui donne

$$\bar{u}_g = \frac{\langle \alpha \cdot u_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle j_g \rangle}{\langle \alpha \rangle}.$$

On a donc, d'après les expressions (III-5) et (III-6):

$$\bar{u}_g = \frac{\langle \alpha \cdot j \rangle}{\langle \alpha \rangle} + \frac{\langle \alpha \cdot u_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle j_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} = C_0 \cdot \langle j \rangle + \tilde{u}_{gj} \quad (\text{III-7})$$

Dans cette dernière équation apparaissent deux quantités: (1) le *paramètre de distribution* de Findlay et Zuber défini par

$$C_0 = \frac{\langle \alpha \cdot j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle} \quad (\text{III-8})$$

qui joue un rôle dans la forme des profils de α et j (distribution non uniforme), et (2) la *vitesse moyenne pondérée de glissement* \tilde{u}_{gj} de Zuber et Findlay définie par

$$\tilde{u}_{gj} = \frac{\langle \alpha \cdot u_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (\text{III-9})$$

Cette vitesse prend en compte la vitesse relative entre les deux phases.

Quel que soit l'écoulement, ces équations prennent donc en compte d'une part, la non uniformité de l'écoulement et le profil de taux de vide avec le paramètre C_0 et d'autre part, l'effet de la vitesse locale relative avec la vitesse \tilde{u}_{gj} .

Pour chaque régime, la valeur du taux de vide est obtenue à partir de l'équation (III-10) en prenant la vitesse et le profil de taux de vide appropriés ainsi que l'expression appropriée pour la vitesse de glissement (tab III-1).

4-2 Expression du paramètre de distribution en fonction du taux de vide

Voyons maintenant au travers d'un exemple particulier les effets de la non uniformité de l'écoulement et de la distribution du taux de vide sur la valeur de C_0 . Pour simplifier le problème, on considère un écoulement symétrique axialement dans une conduite circulaire et on se donne les distributions de vitesses et de taux de vide sous la forme:

$$\frac{j}{j_l} = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^m \quad (\text{III-10})$$

$$\frac{\alpha - \alpha_p}{\alpha_c - \alpha_p} = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^n \quad (\text{III-11})$$

où p désigne la paroi, c le centre, r la distance par rapport au centre du tube. Les exposants m et n donnent la forme du profil et la méthode pour déterminer leur valeurs se trouve dans l'article [Zuber, 1965].

Ces deux profils $\frac{j}{j_l}$ et $\frac{\alpha - \alpha_p}{\alpha_c - \alpha_p}$ permettent donc d'explicitier l'expression de C_0 donnée par l'équation (III-8):

$$C_0 = 1 + \frac{2}{m+n+2} \left[1 - \frac{\alpha_p}{\langle \alpha \rangle} \right] \quad (\text{III-12})$$

ou

$$C_0 = \frac{m+2}{m+n+2} \left[1 + \frac{\alpha_c}{\langle \alpha \rangle} \cdot \frac{n}{m+2} \right] \quad (\text{III-13})$$

Si la concentration est uniforme dans le tube, on a alors $\langle \alpha \rangle = \alpha_p = \alpha_c$ et $C_0 = 1$. Si la concentration au centre du tube est plus grande que celle sur les parois, $\alpha_p < \alpha_c$ et $C_0 > 1$. C'est le cas pour de nombreux profils laminaires et turbulents [Zuber, 1965] qui sont le plus souvent paraboliques; selon la littérature, on a alors $\alpha_p \ll \alpha_c$ et C_0 constant qui dépend seulement du type d'écoulement (tab III-1). Selon le type d'écoulement, ces paramètres peuvent prendre une forme différente explicité dans le tableau III-1.

Type d'écoulement	Paramètre de distribution	Vitesse de glissement
Bulles	<u>Section circulaire:</u> $p_R \equiv \frac{P}{P_C}$ $D > 5\text{cm}, C_0 = 1 - 0.5p_R$ $D < 5\text{cm}, p_R < 0.5 \quad C_0 = 1.2$ $p_R > 0.5 \quad C_0 = 1.4 - 0.4p_R$ <u>Section rectangulaire:</u> $C_0 = 1.4 - 0.4p_R$	$\tilde{u}_{gj} = 1.41 \left(\frac{\sigma \cdot g \cdot \Delta\rho}{\rho_l^2} \right)^{0.25}$
Poches	$C_0 = 1.2$	$\tilde{u}_{gj} = 0.35 \left(\frac{D \cdot g \cdot \Delta\rho}{\rho_l} \right)^{0.5}$
Annulaire	$C_0 = 1.0$	$\tilde{u}_{gj} = 23 \left(\frac{\mu_l \cdot j_l}{\rho_g \cdot D} \right)^{0.5} \frac{\Delta\rho}{\rho_l}$

Tab III-1: Vitesse de glissement et paramètre de distribution de Zuber et Findlay.

4-3 Calcul de la vitesse de glissement

Dans le cas des écoulements à poches, la vitesse de glissement correspond à la vitesse de la bulle de Taylor et la valeur du paramètre de distribution provient du fait que la bulle se situe dans une région où la vitesse est élevée. De ce fait, elle est transportée à une vitesse plus rapide que l'écoulement moyen: C_0 est donc égal au rapport entre le maximum de vitesse et la vitesse moyenne soit 1.2.

Pour des écoulements eau-air à haute pression, C_0 et \tilde{u}_{gj} sont donnés par les équations suivantes, quel que soit le régime d'écoulement:

$$C_0 = 1.13 \quad (\text{III-14})$$

$$\tilde{u}_{gj} = 1.41 \left(\frac{\sigma \cdot g \cdot \Delta\rho}{\rho_l^2} \right)^{0.25} \quad (\text{III-15})$$

Dans les écoulements diphasiques où les interfaces liquide-gaz sont sphériques ou de la forme d'un obus (écoulement à poches), Zuber a développé également une méthode afin de déterminer la vitesse de glissement \tilde{u}_{gj} . La plus simple expression que l'on puisse obtenir pour la vitesse locale de glissement est celle donnée dans le cas où elle ne dépend pas de α soit lorsqu'elle n'est pas affectée par la présence des autres bulles. *La vitesse de glissement est donc égale à la vitesse d'une « particule » s'élevant dans un milieu infini.* Cette hypothèse se vérifie expérimentalement dans les écoulements à bulles turbulents et à poches.

Dans ces conditions, on obtient les expressions suivantes :

- pour un régime d'écoulement à poches [Harmathy, 1960] :

$$u_{gj} = 0.35 \left[\frac{g \cdot D \cdot \Delta \rho}{\rho_l} \right]^{0.5} \quad (\text{III-16})$$

- pour un régime d'écoulement à bulles turbulent:

$$u_{gj} = 1.53 \left[\frac{\sigma \cdot g \cdot \Delta \rho}{\rho_l^2} \right]^{0.25} \quad (\text{III-17})$$

- pour un écoulement à bulles en présence d'autres bulles:

La vitesse locale de glissement u_{gj} dépend du taux de vide selon l'expression suivante:

$$u_{gj} = u_{\infty} \cdot (1 - \alpha)^k \quad (\text{III-18})$$

La valeur de l'exposant k varie de 0 à 3 selon la taille des bulles.

La vitesse moyenne pondérée de glissement \tilde{u}_{gj} est donnée alors par:

$$\tilde{u}_{gj} = \frac{\langle \alpha \cdot u_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{1}{\langle \alpha \rangle \cdot A} \int_A u_{\infty} \cdot \alpha \cdot (1 - \alpha)^k \cdot dA \quad (\text{III-19})$$

ce qui permet d'obtenir une expression particulièrement simple pour les écoulements à bulles turbulents:

$$\tilde{u}_{gj} = \frac{\langle \alpha \cdot u_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} = 1.53 \left[\frac{\sigma \cdot g \cdot \Delta \rho}{\rho_l^2} \right]^{0.25} \quad (\text{III-20})$$

Si on intègre l'équation (III-18) pour des écoulements à petites bulles obéissant à la loi de Stokes ($k=3$) ou des bulles plus larges ($k=3/2$), l'expression de \tilde{u}_{gj} est plus compliquée et sa valeur est plus faible que celle trouvée pour des écoulements à bulles turbulents [Zuber, 1965].

L'équation (III-7) peut être réécrite sous la forme $\langle \alpha \rangle = \frac{\langle j_g \rangle}{C_0 \cdot \langle j \rangle + \tilde{u}_{gj}}$ et peut être également fonction du titre massique x et du flux massique G :

$$\langle \alpha \rangle = \frac{x \cdot \rho_l \cdot G}{C_0 \cdot [x \cdot \rho_g + (1 - x) \cdot \rho_l] \cdot G + \tilde{u}_{gj} \cdot \rho_g \cdot \rho_l} \quad (\text{III-21})$$

C'est cette équation qui est utilisée pour la figure III-10. Dans cette équation, la valeur C_0 est prise égale à 1.2 ce qui correspond à la corrélation de l'écoulement à poches disloquées (extension de l'écoulement à poches).

4-4 Valeurs expérimentales de la vitesse moyenne pondérée de glissement

Intéressons nous maintenant à l'autre terme introduit par ce modèle de Zuber. La figure III-11 nous présente la comparaison entre les valeurs de \tilde{u}_{gj} calculées d'après les résultats expérimentaux et la vitesse proposée par Harmathy u_{∞} (équation (III-20)) en fonction de α sachant que les valeurs expérimentales sont obtenues de la manière suivante:

$$\tilde{u}_{gj} = \frac{\langle \dot{j}_g \rangle}{\langle \alpha \rangle} - C_0 \cdot \langle j \rangle = \frac{x \cdot m}{\langle \alpha \rangle \cdot \rho_g \cdot A} - C_0 \cdot \left[\frac{x \cdot m}{\rho_g \cdot A} + \frac{(1-x) \cdot m}{\rho_l \cdot A} \right] \quad (\text{III-22})$$

m étant le débit mesuré.

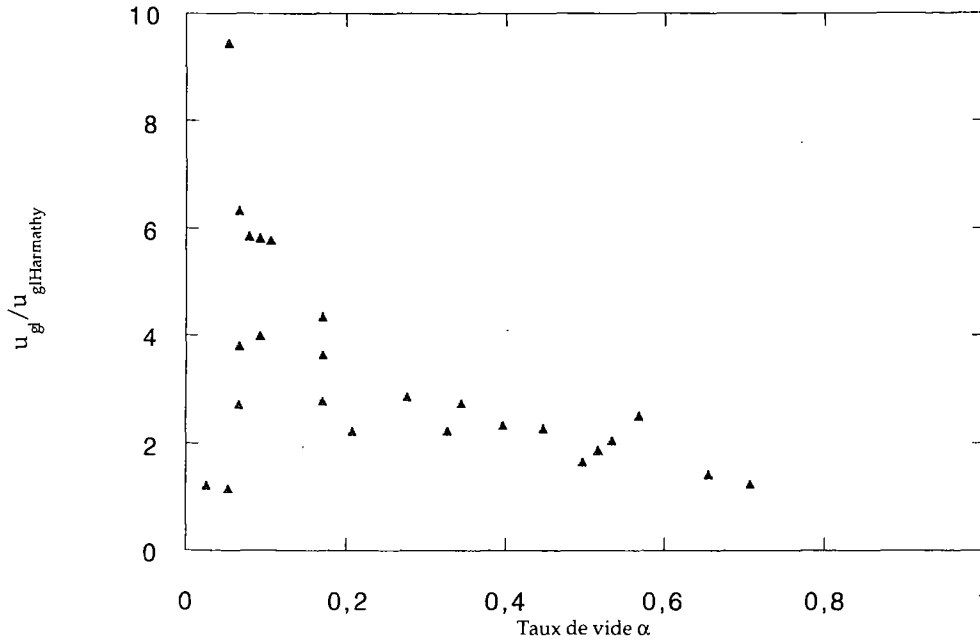


Figure III-11: Évolution du rapport expérimental $\frac{\tilde{u}_{gj}}{u_{\infty}}$ en fonction du taux de vide α ($m=0,9\text{g/s}$).

Cette figure nous montre que la vitesse de glissement est différente de la vitesse d'Harmathy sauf les faibles titres $x < 5\%$. Pour ces titres, les bulles peuvent être considérées comme sphériques avec un mouvement rectiligne et sont indépendantes les unes des autres. Pour des titres massiques $5\% < x < 20\%$, les bulles commencent à se déformer, à interagir entre elles et ne répondent plus au critère défini par Harmathy. Bien que le terme \tilde{u}_{gj} défini par Harmathy ne correspond plus avec les résultats expérimentaux, le modèle de Zuber et Findlay

donné pour les écoulements à bulles corrèle assez bien les résultats expérimentaux ce qui prouve que ce terme est négligeable.

La vitesse de glissement déterminée expérimentalement pour les écoulements à poches disloquées [White, 1962] est donnée par l'expression suivante (extension de l'écoulement à poches):

$$\tilde{u}_{gj} = 0.35 \left[\frac{g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot D}{\rho_l} \right]^{0.5} \quad (\text{III-23})$$

Cette équation est valable pour des écoulements à poches où les effets visqueux sont négligeables ce qui est le cas pour l'hélium. Pour comparer la valeur de $(\tilde{u}_{gj})_{\text{poches disloquées}}$ aux valeurs expérimentales présentées sur la figure III-11, on détermine le coefficient correcteur $\frac{(\tilde{u}_{gj})_{\text{poches disloquées}}}{(\tilde{u}_{gj})_{\text{bulles}}}$, égal à 1.346 et on s'aperçoit, d'après la figure III-11, que ce rapport ne se retrouve approximativement qu'à des titres supérieurs à 60%. Pour des titres plus faibles $25\% < x < 60\%$, la vitesse moyenne de glissement \tilde{u}_{gj} est éloignée de la vitesse des poches disloquées définie ci-dessus. Toutefois, cette différence n'empêche pas la bonne adéquation du modèle avec les résultats expérimentaux.

Quel que soit le type d'écoulement (bulles ou poches disloquées), la vitesse de glissement \tilde{u}_{gj} est négligeable devant le terme $C_0 \cdot \langle j \rangle$.

L'estimation de ce coefficient C_0 sera faite dans le paragraphe III-2-3-b afin d'affiner le modèle à nos résultats expérimentaux.

III-2-2 Étude du glissement

La figure III-10 nous montre que le modèle homogène est inadapté aux écoulements verticaux diphasiques d'hélium et qu'il est nécessaire de tenir compte de la différence de vitesses entre les deux phases. On regarde donc l'évolution du rapport des vitesses $S = \frac{u_g}{u_l}$ appelé taux de glissement qui s'exprime en fonction des valeurs expérimentales de x et α suivant l'équation:

$$S = \frac{u_g}{u_l} = \frac{(1-\alpha)}{\alpha} \cdot \frac{\rho_l}{\rho_g} \cdot \frac{x}{(1-x)} \quad (\text{III-24})$$

Le calcul de ce glissement est présenté sur la figure III-12 pour les trois débits étudiés $m=0.4, 0.6$ et 0.9g/s . On peut remarquer trois étapes distinctes et

successives de l'évolution de ce paramètre. Dans un premier temps, le glissement augmente et présente un pic pour un titre massique proche de 4-5%.

Puis il se stabilise et prend une valeur constante de l'ordre de 2.2/2.4 selon le débit, ceci pour des titres $8-10\% < x < 20\%$.

Cette valeur constante que prend le glissement est la plus intéressante puisqu'elle est la base du modèle simple à deux phases (équation III-1).

Au delà, le glissement augmente de nouveau. L'explication physique de cette évolution sera développée dans les paragraphes suivants puisqu'elle semble caractéristique de certains des écoulements créés.

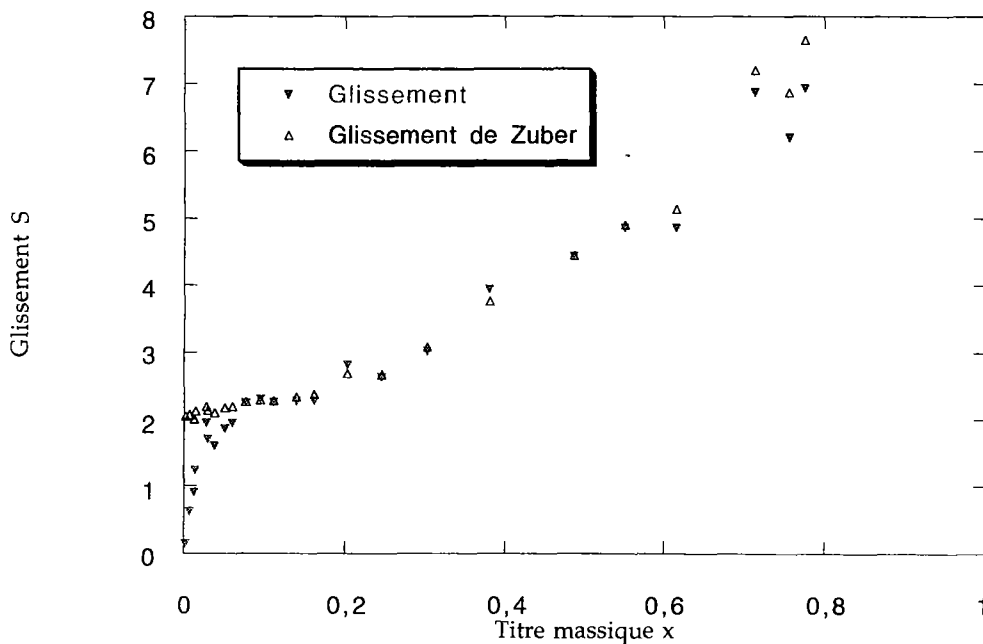


Figure III-12a: Évolution du glissement en fonction du titre massique ($m=0.4g/s$); « glissement » calculé à partir du modèle à deux vitesses et « glissement de Zuber » calculé à partir du modèle de Zuber.

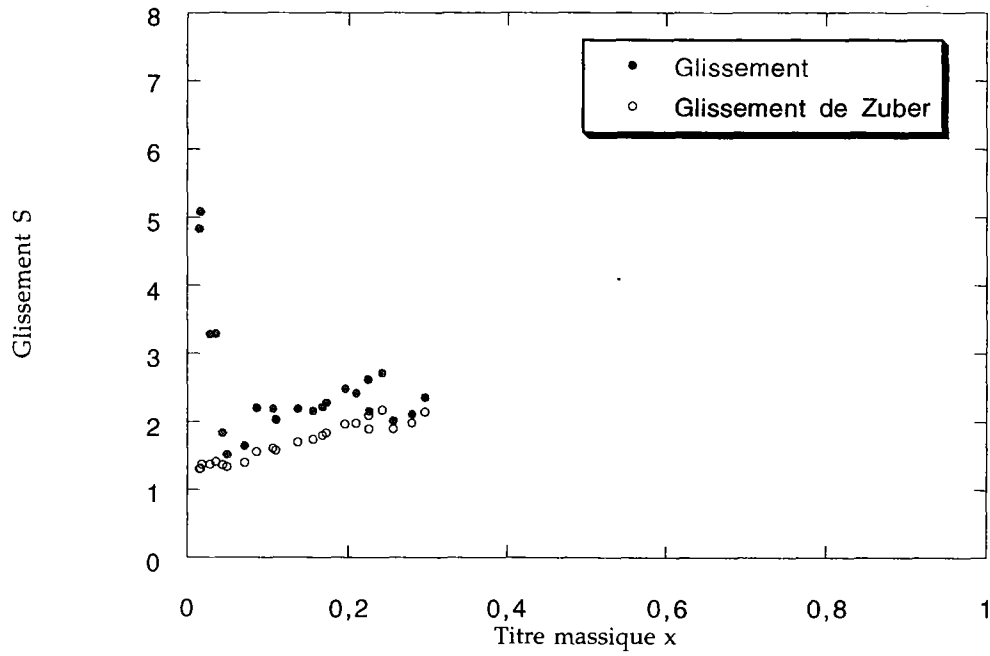


Figure III-12b: Évolution du glissement en fonction du titre massique ($m=0.6g/s$); « glissement » calculé à partir du modèle à deux vitesses et « glissement de Zuber » calculé à partir du modèle de Zuber.

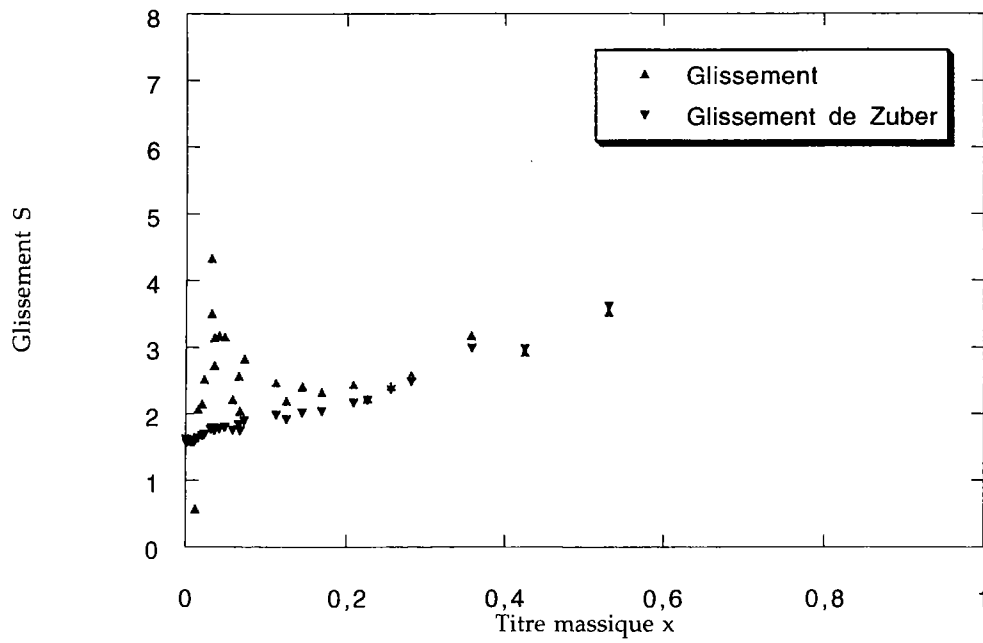


Figure III-12c: Évolution du glissement en fonction du titre massique ($m=0.9\text{g/s}$); « glissement » calculé à partir du modèle à deux vitesses et « glissement de Zuber » calculé à partir du modèle de Zuber.

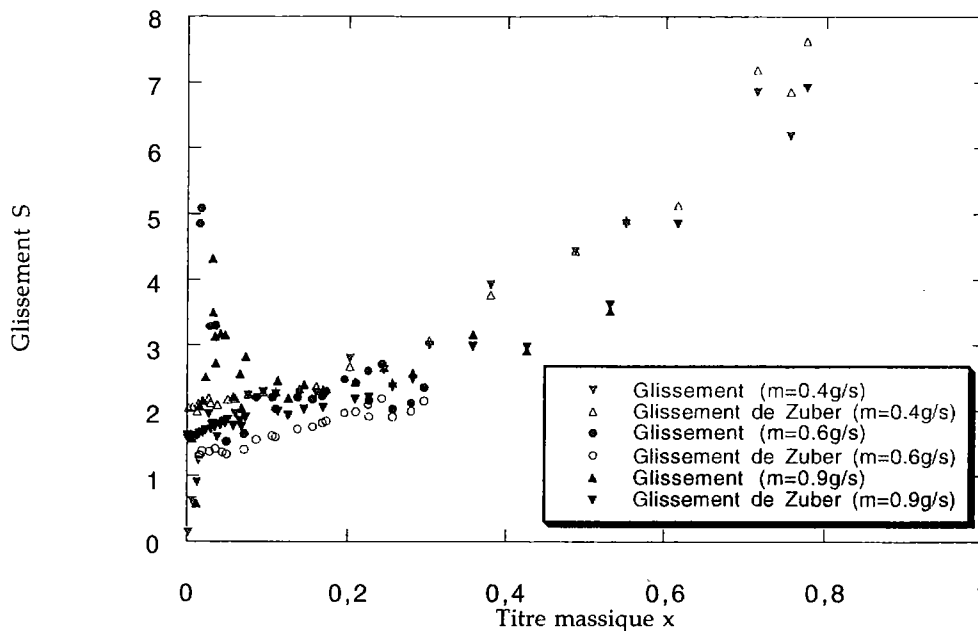


Figure III-12: Évolution du glissement en fonction du titre massique pour trois débits $m=0.4\text{g/s}$, $m=0.6\text{g/s}$ et $m=0.9\text{g/s}$.

Lorsque l'on estime ce glissement en prenant les vitesses définies par le modèle de Zuber et Findlay, on obtient l'expression suivante:

$$S = \frac{u_g}{u_l} = \frac{(1-\alpha)}{(1-x)} \cdot \rho_l \cdot \frac{A}{m} \left[C_0 \cdot \left(\frac{x}{\rho_g} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right) \cdot \frac{m}{A} + \tilde{u}_{gl} \right] \quad (\text{III-25})$$

La figure III-12 nous indique que le glissement prend une valeur constante proche de 2/2.2 pour des titres compris entre 2% et 25% ce qui confirme les estimations trouvées à partir du modèle simple à phases séparées.

- conclusion:

À l'issue de ce paragraphe, on peut conclure que nos mesures expérimentales de taux de vide sont corrélées par le modèle de Zuber, modèle qui servira de référence pour l'ensemble des résultats. Toutefois, on note que le glissement (calculé avec le modèle à phases séparées) présente une **singularité pour les écoulements à bulles**. De ce fait, on va s'intéresser plus en détails aux différentes configurations, après avoir présenté les mesures de taux de vide.

III-2-3 Analyse des résultats approchant un taux de vide local

Nous allons nous intéresser maintenant à une information complémentaire obtenue essentiellement pour les écoulements à bulles à partir du capteur à fibres optiques intrusives. Ce dernier décrit dans la partie II permet, d'une part, de faire de la détection de bulles lorsque ces dernières ne sont pas trop nombreuses et d'autre part, de mesurer le taux de vide local moyenné dans le temps $\bar{\alpha}_l$.

III-2-3-a présentation des résultats expérimentaux

La mesure se fait en deux points donnés du tube (au centre du tube $\bar{\alpha}_{lc}$ et à 1mm de la paroi $\bar{\alpha}_{lp}$) ce qui oblige à une certaine prudence dans son utilisation. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure III-13.

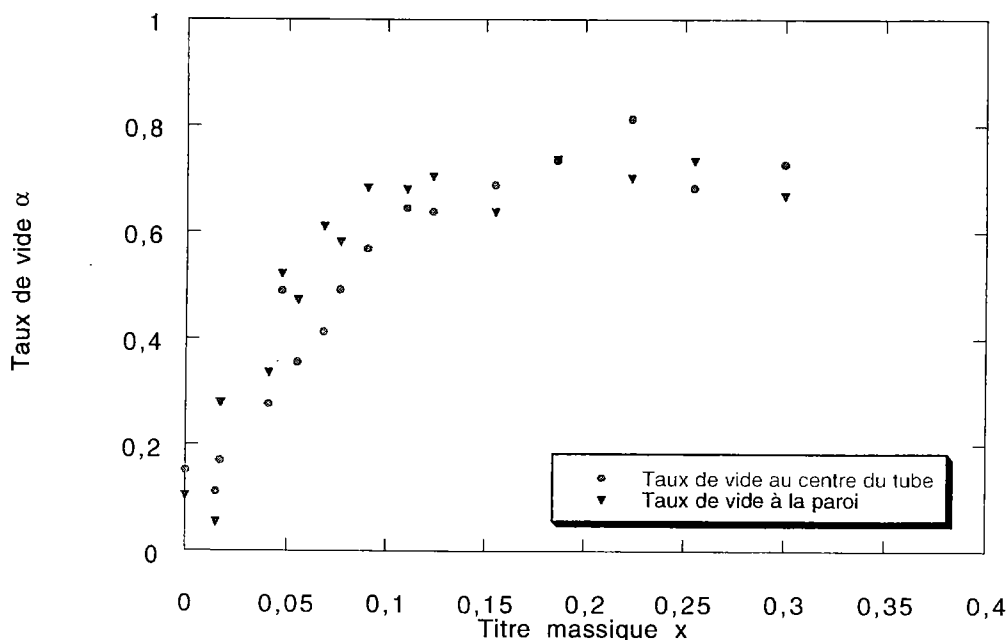


Figure III-13: Évolution du taux de vide local au centre du tube et en paroi en fonction du titre massique ($m=0.55\text{g/s}$), pour les écoulements à bulles ($x=0$ à 5%) et les écoulements de transition ($x=5$ à 22%).

D'après la figure III-13, on note que pour des titres de l'ordre de 0-1.5%, le taux de vide local au centre est supérieur à celui proche des parois (variation de 30 à 50% entre le centre et la paroi). Dans la littérature, l'évolution du taux de vide dans une section circulaire (évolution du centre jusqu'à la paroi) a déjà fait l'objet d'études, notamment par Grossetête [Grossetête, 1995] et Liu [Liu, 1993] (partie I) et ce dernier a trouvé un profil convexe d'évolution du taux de vide pour des faibles titres massiques. Dans notre cas de figure, nous ne disposons que de deux points

de mesures mais, au regard de ces deux points et dans la même gamme de titre massique, on peut supposer que notre profil d'évolution du taux de vide est également convexe (voir figure III-14a. Lorsque les bulles commencent à être assez nombreuses (voir figure III-3) tout en restant indépendantes les unes des autres, leur densité est plus importante au centre du tube que sur les parois.

Puis pour des titres $x=1.5\%-15\%$, la tendance s'inverse et en paroi, le taux de vide est supérieur à celui du centre (figure III-14) (l'écoulement correspondant à la photographie III-4). Dans la littérature, Michiyoshi et Serizawa [Michiyoshi, 1965] ont observé, pour des mélanges eau-air et dans une gamme de titre massique similaire, un profil d'évolution du taux de vide dans la section du tube en forme de « selle de cheval » soit un pic de taux de vide en paroi et une évolution assez faible au centre [Michiyoshi, 1965]. Nos mesures de taux de vide local $\bar{\alpha}_l$ peuvent s'apparenter à ce profil puisque l'on observe bien $\bar{\alpha}_{lc} \leq \bar{\alpha}_{lp}$. Selon Michiyoshi et Serizawa [Michiyoshi, 1965], ce pic en paroi peut être expliqué par la présence de bulles allongées dans la direction de l'écoulement dues à un fort gradient de contrainte de cisaillement en paroi. La bibliographie nous indique également que ce pic a tendance à diminuer au fur et à mesure que le titre massique augmente car la concentration de bulles augmente simultanément avec ce titre de même que la probabilité de coalescence.

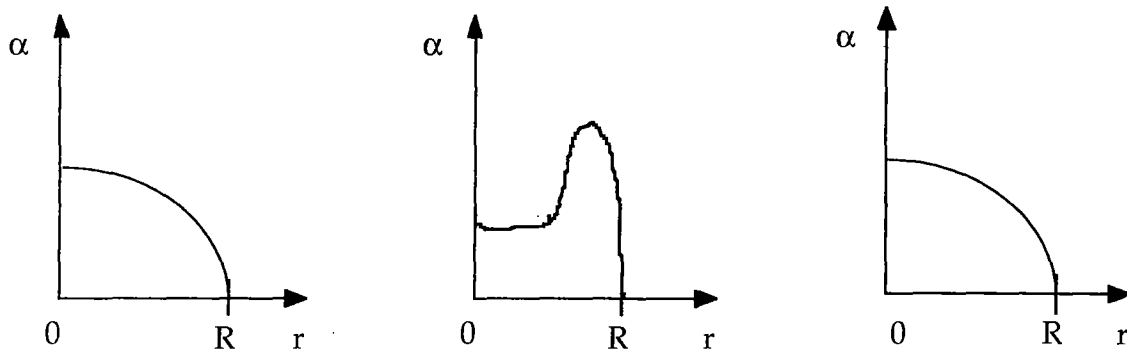


Figure a: $x=0$ à 1.5%

Figure b: $x=1.5$ à 15%

Figure c: $x=15$ à 25%

Figure III-14: Profils d'évolution du taux de vide en fonction du titre massique x et de la distance r au centre du tube (centre correspondant au 0).

Pour des titres massiques de l'ordre de 15 à 25% ce qui a été préalablement défini comme écoulement à bulles déformées, il y a renversement de tendance: le taux de vide local au centre moyenné dans le temps $\bar{\alpha}_{lc}$ devient supérieur à celui mesuré à 1mm de la paroi $\bar{\alpha}_{lp}$ (à l'exception des valeurs pour $x=25\%$).

Le capteur à fibres optiques intrusives nous permet donc de caractériser plus finement les écoulements à bulles et à bulles agglomérées en attribuant à chacun un profil d'évolution de taux de vide dans la section du tube. Cela constitue un moyen supplémentaire de montrer l'influence de la turbulence sur les bulles et leur répartition dans la section du tube.

III-2-3-b utilisation des mesures locales de taux de vide

Intéressons nous maintenant à l'exploitation de ces mesures afin d'affiner le paramètre de distribution de Zuber et Findlay. En reprenant l'équation (III-11) du profil de taux de vide et par intégration sur une section droite du tube, on détermine la valeur α_m telle que:

$$\langle \alpha \rangle = \alpha_m = \frac{1}{A} \int_A \alpha \cdot dA = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \alpha \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr \quad (\text{III-26})$$

$$(\alpha_m - \alpha_p) = \frac{n\alpha_c + 2\alpha_p}{n+2} \quad (\text{III-27})$$

et on en déduit:

$$n = \frac{2(\alpha_m - \alpha_p)}{\alpha_c - \alpha_p} \quad (\text{III-28})$$

Une estimation de C_0 et n peut être faite si on suppose que le profil de j est similaire à celui de α c'est-à-dire $m=n$ [Zuber, 1965]. Cette hypothèse est assez raisonnable si on estime que la vitesse superficielle du mélange est affectée par le taux de vide. On suppose également que l'écoulement est adiabatique ce qui implique $\alpha_p=0$.

Suite à l'analyse précédente sur les différents profils existants, on fait l'hypothèse, sur la gamme de titre massique $x=0$ à 22%, d'un profil parabolique plus facile à modéliser. On reprend quelques mesures de taux de vide local au centre $\bar{\alpha}_c$ et de taux de vide moyen α_m ou $\langle \alpha \rangle$ mesuré à l'aide du capteur à électrons (tableau Tab III-2), pour des faibles titres massiques ($x<2\%$) [ce qui correspond effectivement à un profil parabolique d'évolution du taux de vide local].

Titre massique x	$\bar{\alpha}_c$	α_m	n	C_0
0.00932	0.0539	0.0214	1.317	1.432
0.01044	0.0534	0.0210	1.296	1.435
0.01084	0.0701	0.0282	1.346	1.426
0.01704	0.1387	0.0557	1.342	1.427

Tab III-2: Valeurs du taux de vide moyen et au centre du tube.

À partir des expressions (III-13) et (III-28) et des taux de vide moyen donné α_m ou $\langle \alpha \rangle$ et au centre de l'écoulement $\bar{\alpha}_c$, on évalue les valeurs de C_0 et n . On obtient alors $C_0=1.43$ et $n=1.32$ pour les écoulements à bulles. On conserve la valeur de $C_0=1.2$ pour $x>22\%$ (écoulement à poches disloquées; extension de l'écoulement à poches) puisque la corrélation lisse correctement les résultats expérimentaux et est adaptée aux écoulements étudiés; cette valeur 1.2 provient du fait que le rapport de la vitesse maximale et de la vitesse moyenne dans un écoulement turbulent est approximativement égale à 1.2.

Quant à la valeur estimée de C_0 , elle semble refléter assez bien la réalité puisque pour des profils de taux de vide paraboliques typiques des écoulements laminaires, C_0 vaut 1.5 alors que pour des profils plutôt plats, $C_0=1$. Dans tous les cas, lorsque $\alpha_p < \alpha_c$, C_0 est supérieur ou égal à 1. L'hypothèse d'un profil parabolique d'évolution de taux de vide local et de vitesse sur la gamme $x=0-22\%$ est donc acceptable.

III-3 Résultats d'analyse des configurations et des transitions

III-3-1 Caractérisation par le capteur à fibres optiques non intrusives

Parallèlement aux mesures précédentes sur le taux de vide, d'autres résultats complémentaires ont été obtenus avec un capteur plus simple composé de fibres optiques (voir partie II pour la description du capteur). Les signaux de ce capteur sont exploités sous deux formes, d'une part la valeur moyenne du signal de la photodiode, d'autre part, les fluctuations de ce même signal; ces dernières correspondent en réalité à l'écart-type des fluctuations du signal de la photodiode.

On s'intéresse, dans un premier temps, à l'évolution des valeurs moyennes du signal i.e la tension délivrée par la photodiode présentée sur la figures III-15 pour le débit $m=0.9\text{g/s}$. L'allure particulière de l'évolution de cette tension se retrouve généralisée sur la figure III-16 pour les deux autres débits étudiés 0.4 et 0.6g/s. Le capteur présente donc une reproductibilité de son signal.

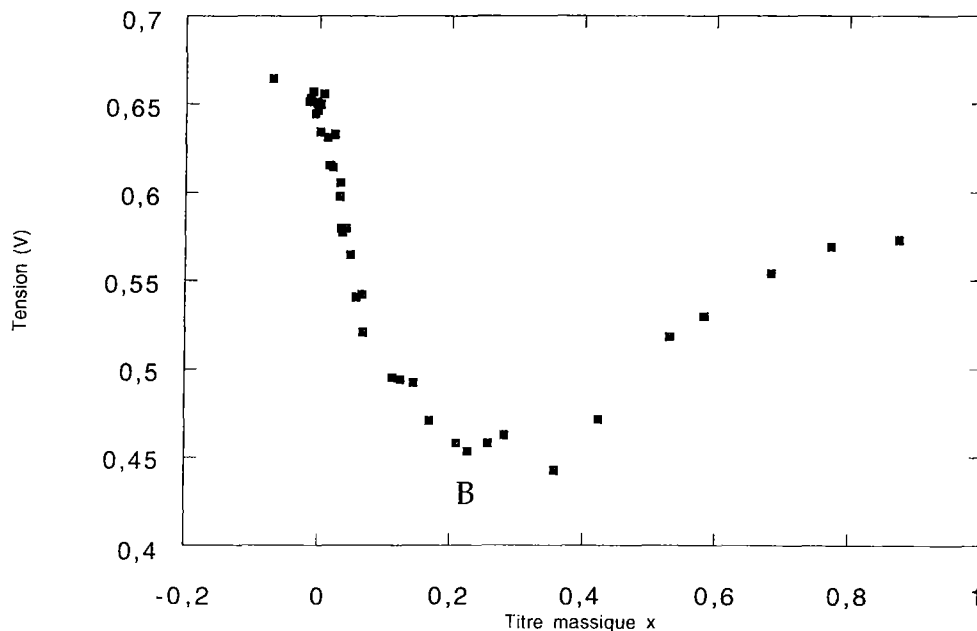


Figure III-15: Amplitude moyenne des signaux lumineux reçus par la fibre optique en fonction du titre massique x ($m=0.9\text{g/s}$)

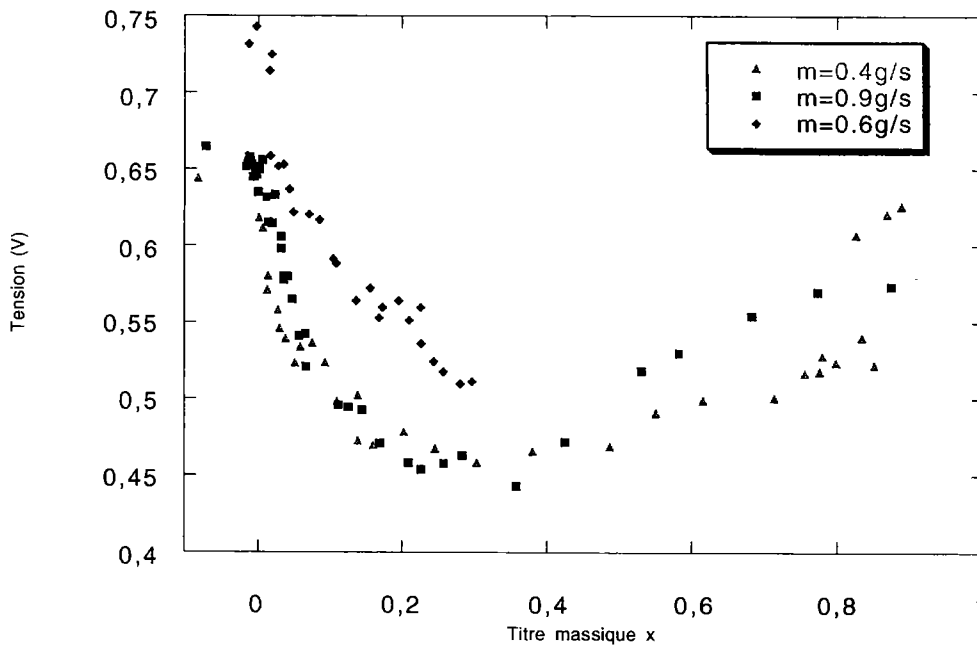


Figure III-16: Amplitudes moyennes des signaux lumineux reçus par la fibre optique en fonction du titre massique x pour trois débits différents.

Sur cette figure III-15, l'évolution du signal lumineux présente un minimum B pour un titre massique de l'ordre de 22-25%, quel que soit le débit. Cet extrémum B que l'on retrouve sur la figure III-17 correspond à un changement brusque dans l'écoulement et peut être attribué à la transition bulles-poches disloquées. On note également que dans la plage $0 < x < 22-24\%$, plus le titre massique augmente, plus le signal est atténué ce qui laisse penser que le mélange diphasique devient de plus en plus opaque et ce jusqu'à $x=22-24\%$. Au delà de ce titre $x=22-24\%$, la valeur moyenne de la tension délivrée par la photodiode augmente. Dans cette plage, l'aire interfaciale diminue et le mélange diphasique moins « dense » que l'écoulement à bulles a tendance à « s'éclaircir » (observation sur les photographies et les films).

Les écarts types du signal lumineux sont présentés sur la figure III-17 pour le débit $m=0.9\text{g/s}$ et sur la figure III-18 pour tous les débits étudiés. La remarque sur la reproductibilité du capteur s'applique également aux écarts types du signal. Ces écarts types présentent un profil particulier, avec trois changements de pente A, B, C, caractéristique des différents changements qui s'opèrent dans l'écoulement.

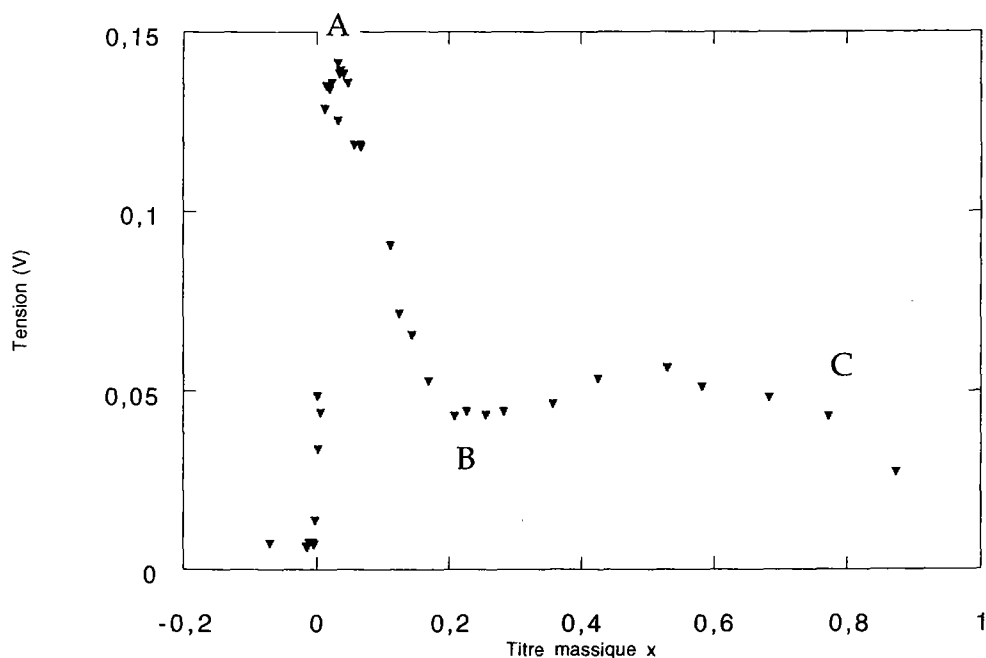


Figure III-17: Écart types des signaux lumineux reçus par la fibre optique en fonction du titre massique ($m=0.9\text{g/s}$).

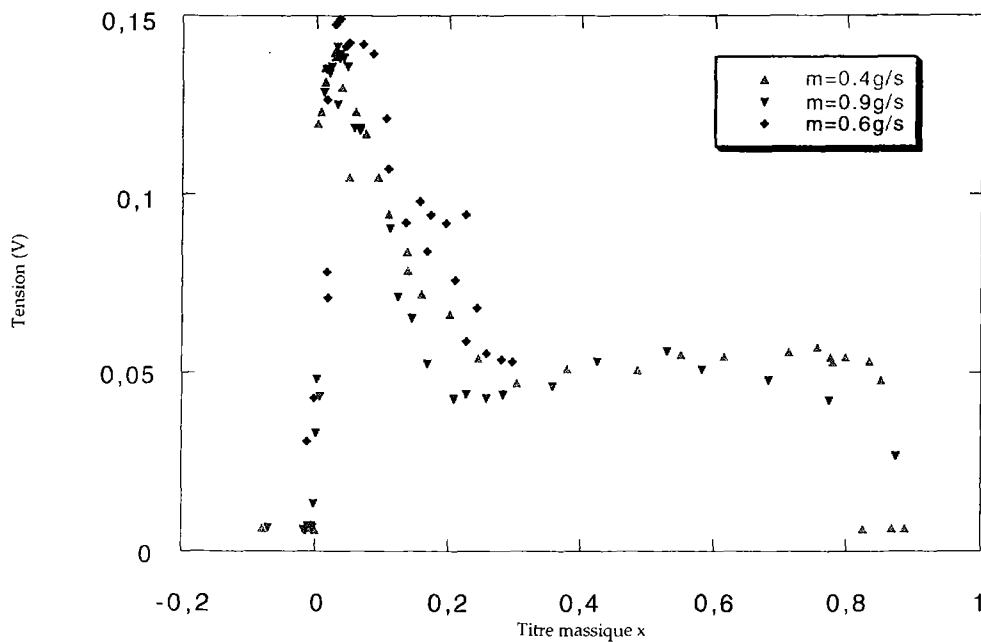


Figure III-18: Écart types des signaux lumineux reçus par la fibre optique en fonction du titre massique x pour trois débits différents.

analyse des résultats de la figure III-17*faible titre : écoulement à bulles*

Si on s'intéresse seulement aux écoulements à bulles c'est-à-dire à des titres faibles, on note, dans un premier temps, la présence d'un pic A des écarts types vers un titre massique x de l'ordre de 5%. Ce pic correspond par ailleurs au maximum du taux de glissement présenté sur la figure III-12. Physiquement, le nombre de bulles est très important ce qui engendrent de multiples réflexions et réfractions au niveau des nombreuses interfaces liquide-gaz. L'organisation de ces interfaces dans le tube varie d'un instant à l'autre.

Le capteur à fibres optiques non intrusives détecte donc ce passage d'un écoulement à petites bulles à un écoulement où les bulles commencent à coalescer.

Changement de pente B

La deuxième caractéristique du signal de la figure III-17 est le changement de pente B pour des titres de l'ordre de 20-25%. Pour $x < 20-25\%$, l'amplitude des écarts types du signal lumineux n'a cessé de diminuer et au delà de ces titres, ces écarts types prennent une valeur relativement constante. Lorsque $5\% < x < 20\%$, le nombre des interfaces diminue suite à la coalescence des bulles; les bulles deviennent de plus en grosses et

pour $x = 20-25\%$, la transition se produit vers des poches de gaz difformes.

titre supérieur à 25%

Pour un titre x supérieur à 25%, ces écarts types ont une valeur constante jusqu'à $x = 80\%$. L'écoulement se présente alors sous forme de poches de gaz déformées et les interfaces liquide-gaz sont suffisamment irrégulières pour engendrer des fluctuations (écarts types). Toutefois, l'aire interfaciale étant plus faible que pour un écoulement à bulles, les déviations de faisceaux lumineux sont moins nombreuses ce qui explique de plus faibles écarts types du signal.

titre voisin de 80%

La figure III-17 présente un dernier point caractéristique C pour un titre x de l'ordre de 80%. Les écarts types diminuent alors très fortement pour devenir nulles. Les poches de gaz laissent alors place à un cœur gazeux et un film de liquide en paroi: pour $x = 80\%$, on a la transition entre l'écoulement à poches disloquées et l'écoulement annulaire. Ce dernier type d'écoulement engendre très peu de fluctuations (écarts types) puisque le faisceau lumineux traverse successivement des couches de liquide et de gaz qui font peu varier sa trajectoire.

Le capteur à fibres optiques non intrusives nous renseigne donc, d'une part, sur les différentes transitions qui ont lieu lors de l'évolution de l'écoulement et d'autre part, nous donne quelques indications sur les écoulements eux-mêmes. Ce capteur semble plus sensible pour les écoulements à bulles où le gaz a une structure définie. Il corrobore notamment la singularité que présente le taux de glissement S pour $x=5\%$ ce qui tend à confirmer qu'un phénomène particulier apparaît à ce titre là.

III-3-2 Caractérisation des transitions par le capteur à électrons

Le capteur à électrons nous permet d'avoir l'évolution du taux de vide en fonction du titre massique présentée dans la partie III-2 et que l'on reprend dans cette partie pour les titres faibles. Si on s'intéresse plus finement à cette évolution, on constate qu'elle se scinde en deux parties présentées sur la figure III-19.

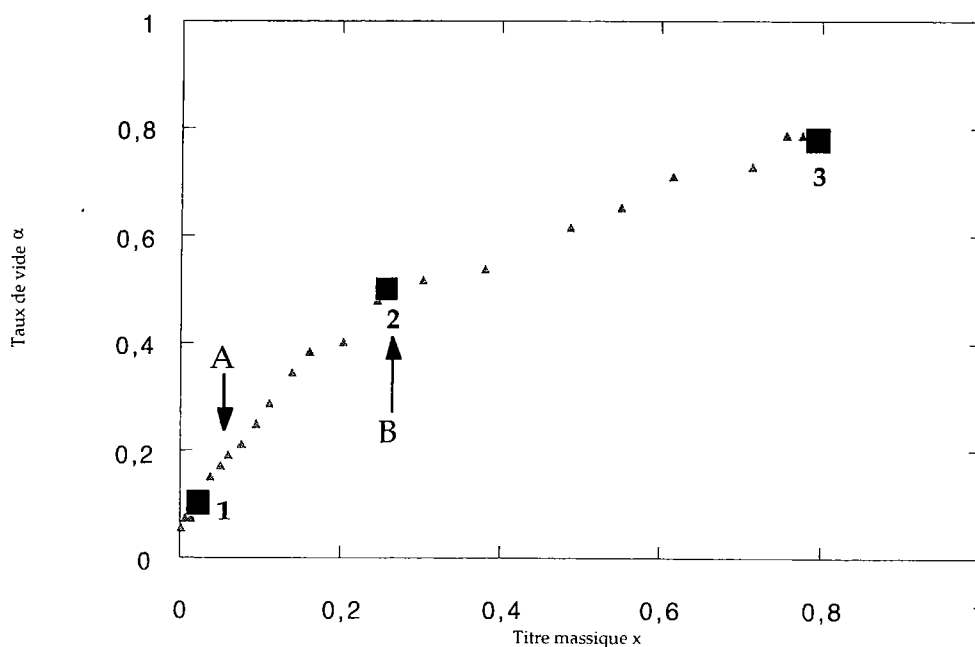


Figure III-19: Évolution du taux de vide en fonction du titre massique ($m=0.4\text{g/s}$)

Changement de pente $\alpha(x)$: transition

L'évolution du taux de vide a une pente de 2.07 entre le point 1 et le point 2 c'est à dire pour des titres massiques compris entre 0 et 24% et des taux de vide de 0 à 48%. Entre les points 2 et 3 soit au delà d'un titre de 24%, la pente n'est plus que de 0.6.

Le changement de pente est caractéristique d'un changement d'évolution d'un écoulement c'est-à-dire d'un changement de régime d'écoulement entre l'écoulement à bulles pour des titres massiques inférieurs à 24% et des écoulements à poches disloquées au delà de ce titre.

Cette même transition est présente sur la valeur moyenne et les fluctuations (écarts types) du signal du capteur à fibres optiques non intrusives (figure III-15 et III-17).

Glissement et anomalie du glissement:

Si on s'intéresse maintenant plus précisément au glissement, dans les écoulements à bulles, présenté sur la figure III-12 et obtenu à partir des points expérimentaux x et α , on obtient les résultats reportés sur la figure suivante:

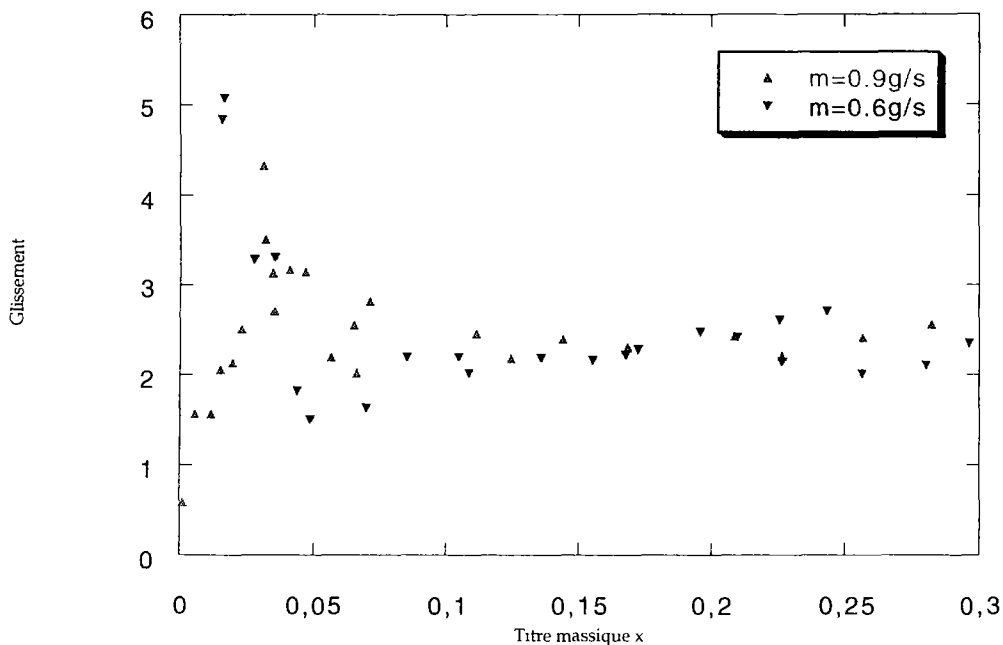


Figure III-20: Évolution expérimentale du glissement en fonction du titre massique (figure III-12 dilatée et équation III-24).

La figure III-20 présente un pic de glissement vers un titre massique $x=4-5\%$ (soit $\alpha=8-9\%$) pour un débit de 0.9g/s et un pic vers $x=3-4\%$ (soit $\alpha=6-8\%$) pour un débit de 0.6g/s. Sachant que la vitesse du liquide est quasiment indépendante de x , ce pic correspond à une accélération subite du gaz. Le gaz prend ensuite une vitesse constante à partir d'un titre massique de 9-10%. Si on traduit ce titre massique en taux de vide, le pic apparaît pour des taux de vide de l'ordre de 6 à 9%.

Cette valeur de taux de vide est à comparer à celle proposée par Michiyoshi et Serizawa, $\alpha=6.5\%$, valeur expérimentale pour laquelle une bulle est accélérée dans les sillages des autres et finit par coalescer avec les autres [Michiyoshi, 1965]. Et comme cela a été vu précédemment, cette valeur de 6.5% correspond au modèle d'un écoulement turbulent à bulles écartées d'une distance égale à deux fois leur rayon. Dans ce cas, la distance est trop faible pour que les bulles coexistent indépendamment l'une de l'autre et apparaît la coalescence.

Cette accélération peut donc correspondre au début de la coalescence des bulles et justifier le pic de glissement pour $\alpha=6.5\%$.

Cette coalescence va s'accélérer au fur et à mesure que le titre augmente. Parallèlement, les bulles, quel que soit leur diamètre, ont une vitesse évaluée expérimentalement (à partir de x , α , m) constante qui varie seulement avec le débit, ce que nous montre la figure III-21.

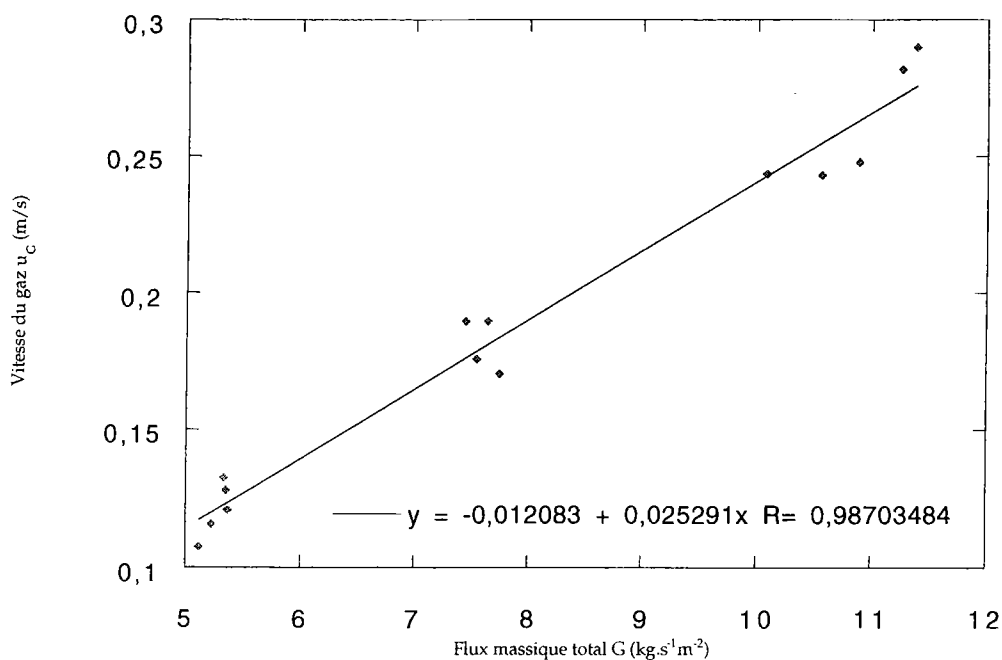


Figure III-21: Évolution de la vitesse du gaz u_g en fonction du flux massique total G (vitesses de gaz correspondant à la plage de titres $7\% < x < 25\%$).

Cette figure nous montre que dans la plage de titres $7\% < x < 25\%$, la vitesse du gaz varie linéairement en fonction du flux massique total qui est une autre manière d'exprimer le débit, en s'affranchissant du diamètre de la canalisation. Diverses corrélations de vitesses de bulles ont été proposées dans la littérature selon le diamètre des bulles et leur nombre de Reynolds (voir partie I et [Wallis, 1969]). La vitesse d'Harmathy est issue de l'équilibre des forces qui s'appliquent sur les bulles: forces de traînée et force de gravité, seules forces qui s'appliquent sur les

bulles d'hélium. En plus des critères de diamètre et de nombre de Reynolds cités précédemment et vérifiés dans la plage de titre $7\% < x < 25\%$, cette corrélation suppose que le fluide, en l'occurrence l'hélium, soit peu visqueux (viscosité de l'hélium très faible); les bulles doivent être modérément déformées ce qui se vérifie sur les photographies et les vidéos et l'écoulement turbulent ($Re > 20000$, quel que soit le débit auquel on travaille) [Harmathy, 1960]. De plus, la corrélation d'Harmathy ne prend pas en compte l'effet des parois du tube, négligeable, dans notre cas de figure, car le rapport d_b/D est faible (inférieur à 0.103) et a peu d'influence sur la vitesse [Harmathy, 1960].

La vitesse d'Harmathy semble donc la plus indiquée et on peut en déduire que la vitesse des bulles peut s'exprimer sous la forme suivante:

$$u_{\infty} = K.G. \left(\frac{g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot \sigma}{\rho_l^2} \right)^{0.25} \quad (\text{III-29})$$

avec $K=0.47668$ déterminé avec les valeurs expérimentales de la figure III-17.

III-4 Analyse spécifiques des écoulements dits à bulles

On vient de voir que l'écoulement à bulles subit une pseudo-transition pour des titres voisins de 5%. Dans ce paragraphe, on tente à travers des tailles et formes de bulles ainsi que par leur vitesse de trouver une interprétation à cet effet propre à l'hélium.

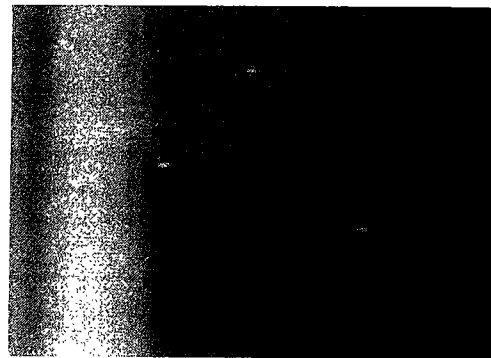
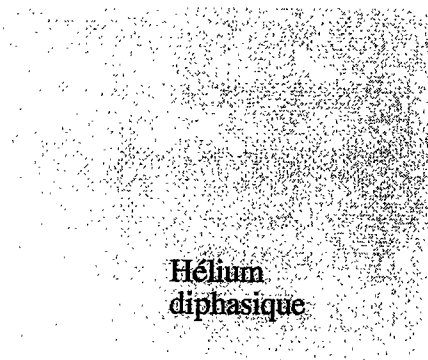
III-4-1 Taille et forme des bulles

approche visuelle

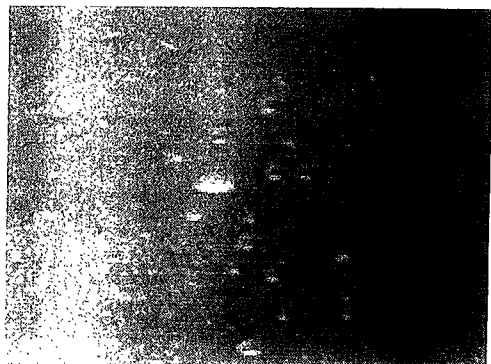
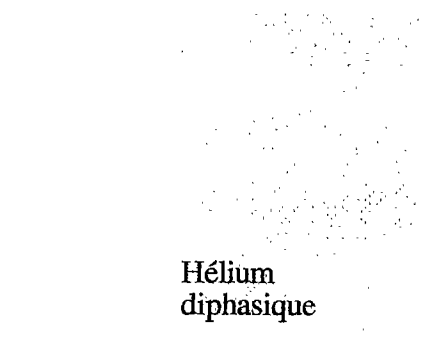
La première approche faite est la visualisation à travers la fenêtre ce qui a permis de réaliser des clichés des différents régimes d'écoulements présentés dans la partie III-1 ainsi que des films. Ces photos permettent d'une part, d'identifier la forme des bulles et d'autre part, d'évaluer leur diamètre.

Expérimentalement, on vérifie que les trois formes principales de bulles décrites dans la littérature et présentées dans la partie I se retrouvent bien dans l'hélium diphasique i.e:

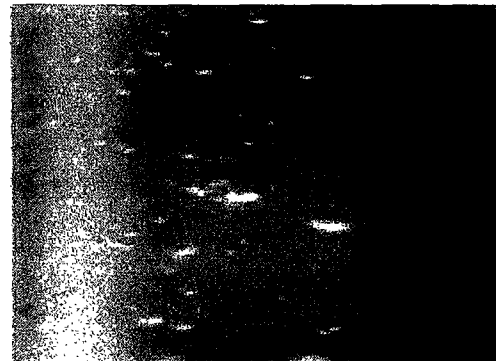
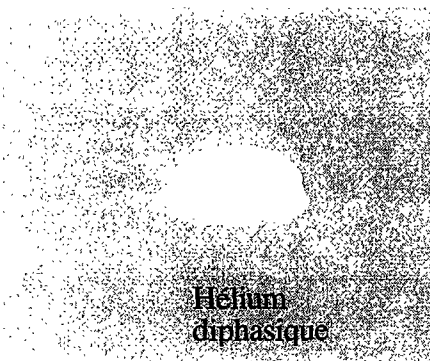
- les petites bulles sphériques:



- les bulles ellipsoïdales:



- les « dômes » sphériques:



La taille des bulles mesurées sur les photos se résume sous forme du tableau suivant:

Bulles sphériques	Bulles ellipsoïdales modérément déformées	Dômes sphériques
$0.08\text{mm} \leq d_{\text{eq}} \leq 0.24\text{mm}$	$0.27\text{mm} \leq d_{\text{eq}} \leq 1.03\text{mm}$	$d_{\text{eq}} = 1.89\text{mm}$

Les diamètres ont été mesurés à partir de différents clichés correspondant à des écoulements à bulles, avec une précision de 3.2%. Les fourchettes présentées ci-dessus sont représentatives puisque ces mesures ont été faites sur un échantillon d'une centaine de bulles de chaque type, notamment pour les bulles ellipsoïdales modérément déformées qui sont les plus présentes sur les photos. En effet, les bulles sphériques étant de diamètre faible, il est plus difficile de les discerner et de mesurer précisément leur diamètre. Quant au dôme sphérique, un seul cliché nous a permis d'en observer.

approche analytique simplifiée

Le diamètre équivalent des bulles ellipsoïdales est calculé à partir de l'expression suivante [Zust&Bald, 1981]:

$$d_{\text{eq}} = \sqrt[3]{a \cdot b^2} \tag{III-30}$$

avec a la longueur du petit axe et b la longueur du grand axe de l'ellipse.

Ces diamètres expérimentaux sont en accord avec les limites proposées par la littérature (partie I) puisque [Harmathy, 1960]:

- les bulles sont sphériques tant que $d_{\text{eq}} \leq 0.29\text{mm}$. Un autre critère proposé par Brodkey nous dit que dans un écoulement turbulent, les bulles sont sphériques pour $d_b \leq d_{\text{critique}} = 0.18\text{mm}$ [Brodkey, 1967].

- elles deviennent ellipsoïdales, modérément déformées, pour un diamètre équivalent $0.29\text{mm} \leq d_{\text{eq}} \leq 1.04\text{mm}$. Un autre sous-groupe de bulles ellipsoïdales

fortement déformées existent pour $1.041\text{mm} \leq d_{\text{eq}} \leq 1.827\text{mm}$, mais ne sont pas représentées dans le tableau ci-dessus.

- les dômes sphériques apparaissent pour $d_{\text{eq}} \geq 1.83\text{mm}$.

Les critères théoriques définissant les domaines d'existence des différents types de bulles et appliqués aux propriétés de l'hélium semblent donc valides.

résultats expérimentaux de Zust et Bald

Ces résultats sont à comparer avec des diamètres obtenus dans l'hélium I diphasique par Zust et Bald. Ces derniers, contrairement à nous, ont pu observer des bulles individuelles de gaz jusqu'à ce qu'apparaissent des gouttelettes de liquide, soit pour des titres relativement élevés de l'ordre de 80/90%. Les diamètres correspondants présentés sur la figure III-22 sont plus petits ($0.18\text{mm} \leq d_{\text{eq}} \leq 0.52\text{mm}$) que ceux mesurés dans le cadre de nos essais. De plus, au delà d'un titre de 10%, ce diamètre prend une valeur constante autour de 0.4mm tout en continuant d'observer des petites bulles ($d_{\text{eq}}=0.2\text{mm}$) dues à l'ébullition nucléée au niveau de la paroi (pertes thermiques).

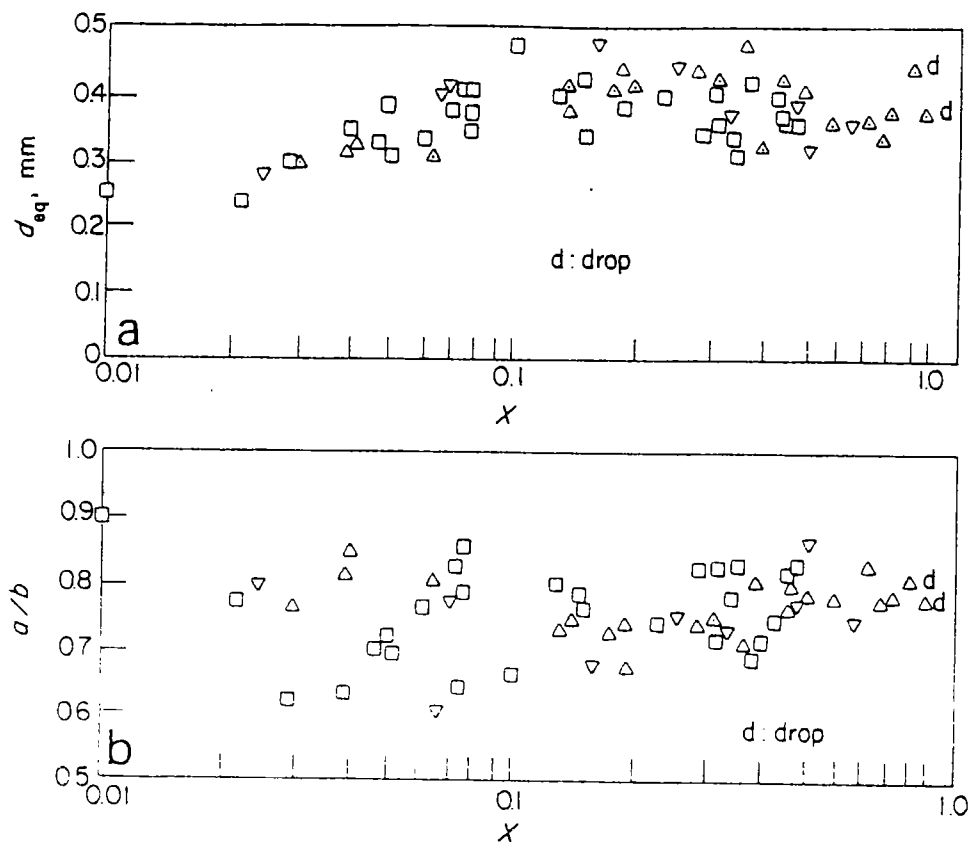


Figure III-22: Évolution du diamètre équivalent des bulles et du rapport a/b en fonction du titre massique [Zust&Bald, 1981]. Les symboles des différents points signifient:

□ $\phi=65$ à $185\text{W}/\text{m}^2$, $G=2.8$ à $7.4\text{kg}/\text{m}^2.\text{s}$; ▽ $\phi=289$ à $347\text{W}/\text{m}^2$, $G=4.7$ à $6.2\text{kg}/\text{m}^2.\text{s}$; △ $\phi=598\text{W}/\text{m}^2$, $G=8.3\text{kg}/\text{m}^2.\text{s}$; ▲ $\phi=598\text{W}/\text{m}^2$, $G=4.6$ à $9.8\text{kg}/\text{m}^2.\text{s}$

III-4-2 Évolution des tailles de bulles et du glissement entre phases

Vu que le glissement et les fluctuations du signal du capteur à fibres optiques présentent un pic pour un titre de l'ordre de 5% (figures III-15 et III-18), on cherche à savoir si cette information ne serait pas contenue dans l'évolution de la taille des bulles (notamment par une singularité dans son évolution). On suppose que les bulles sont sphériques et que leur diamètre est une variable. Cette évolution peut être évaluée théoriquement en fonction du titre massique. Pour cela, on utilise entre autre l'aire interfaciale définie par:

$$A_i = \frac{\left(\sum S_{\text{bulle}} \right)}{V} \quad (\text{III-31})$$

De plus, pour de faibles titres massiques et taux de vide, la conservation de la masse nous permet de définir:

$$\rho_m \cdot u_m = (1 - \alpha) \cdot \rho_l \cdot u_l + \alpha \cdot \rho_g \cdot u_g \equiv (1 - \alpha) \cdot \rho_l \cdot u_l \quad (\text{III-32})$$

où u_m représente la vitesse moyenne du mélange.

En utilisant les définitions de x et α , on en déduit que:

$$x = \frac{\rho_g \cdot \alpha \cdot S}{\rho_l \cdot (1 - \alpha)} = \beta \cdot \left[\frac{\rho_g \cdot \alpha \cdot S}{\rho_l \cdot (1 - \alpha) \cdot \beta} \right] \quad (\text{III-33})$$

Or la fraction spatiale instantanée volumique β s'exprime suivant:

$$\beta = \frac{\vartheta_g}{V} \quad (\text{III-34})$$

Cette expression correspond au titre volumique dans le cas d'un écoulement homogène. Mais les écoulements à bulles peuvent être considérés, dans une certaine mesure, comme des écoulements homogènes. Le titre volumique β varie assez peu dans le temps et on peut supposer β tel qu'il est défini par (III-34) comme un titre volumique moyen dans le temps et l'espace.

$$\text{d'où} \quad \frac{d\beta}{\beta} = \frac{d\vartheta_g}{\vartheta_g} \quad (\text{III-35})$$

Pour une surface fermée suffisamment régulière et continûment dérivable (ce qui est le cas des sphères ou des ellipsoïdes mêmes déformées), le théorème d'Ostrogradsky nous indique que $d\vartheta_g = S \cdot \frac{d\phi_b}{2}$ où ϕ_b représente le diamètre équivalent des bulles.

La surface interfaciale devient donc alors:

$$A_i = d\beta \cdot \frac{2}{d\phi_b} \quad (\text{III-36})$$

On effectue maintenant un différentielle logarithmique de (III-20):

$$\frac{dx}{x} = \frac{d\beta}{\beta} + \frac{dF}{F} \quad (\text{III-37})$$

avec
$$F = \left[\frac{\rho_g \cdot \alpha \cdot S}{\rho_l \cdot (1 - \alpha) \cdot \beta} \right] \quad (\text{III-38})$$

où F est fonction de paramètres expérimentalement connus.

On obtient donc:

$$d\beta = \beta \cdot \left[\frac{dx}{x} - \frac{dF}{F} \right] = \beta \cdot \left[\frac{1}{x} - \frac{dF}{F} \right] \cdot dx \quad (\text{III-39})$$

or
$$\beta = \frac{x}{F} \quad (\text{III-40})$$

d'où
$$\frac{d\phi_b}{dx} = \left[\frac{1}{F} - \frac{x \cdot \frac{dF}{dx}}{F^2} \right] \cdot \frac{2}{A_i} \quad (\text{III-41})$$

En reportant les résultats expérimentaux dans l'expression (III-41), on en déduit ainsi le signe de $A_i \cdot \frac{d\phi_b}{dx}$ après avoir étudié la fonction F (figure III-23).

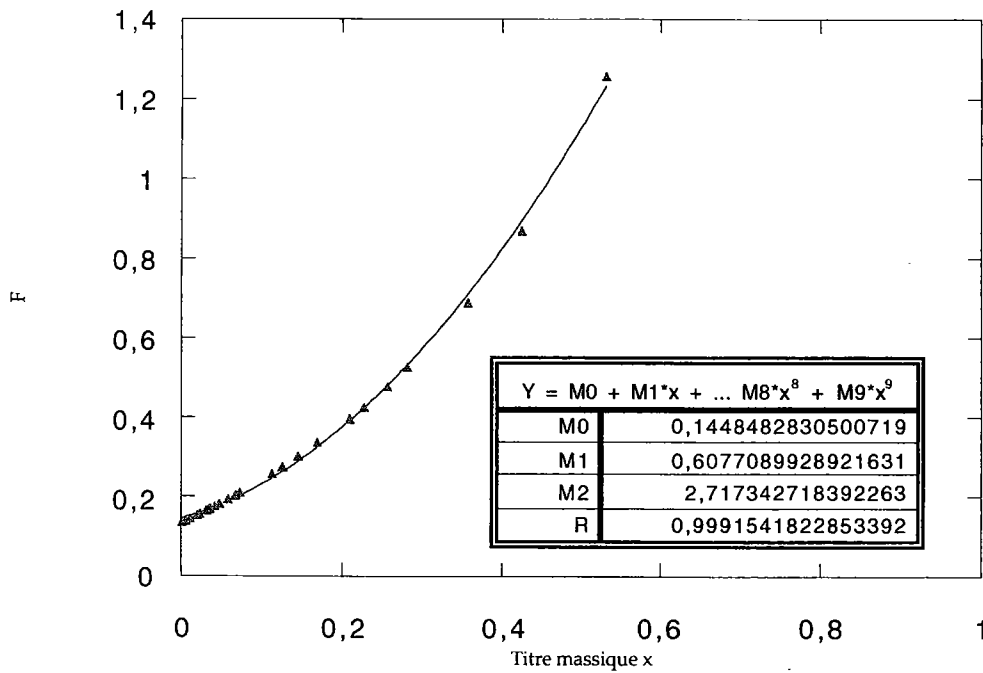


Figure III-23: Évolution de la fonction F selon la valeur du titre massique.

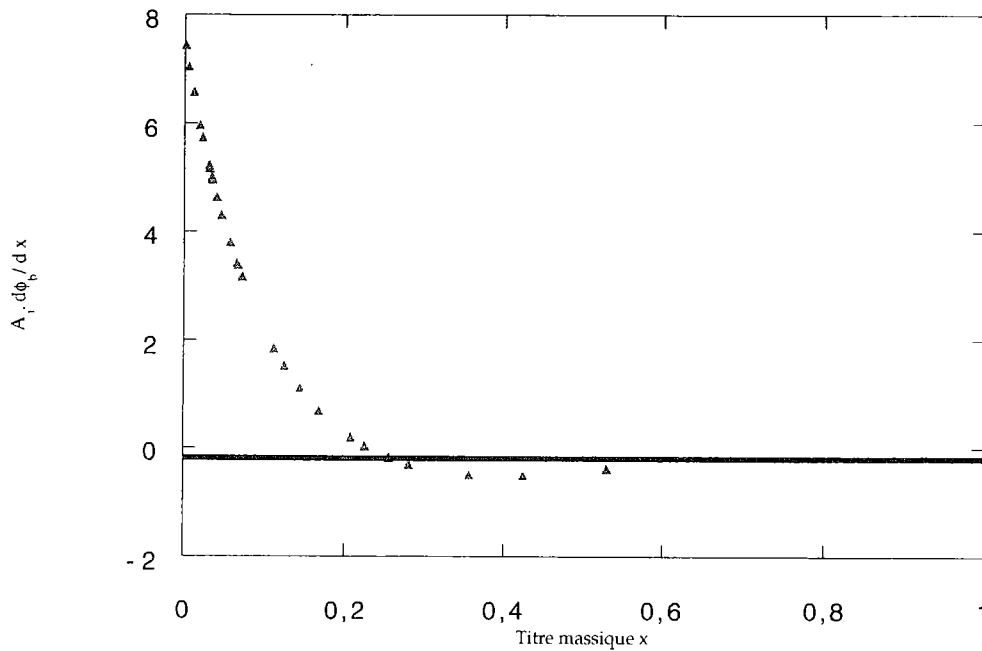


Figure III-24: Évolution de la fonction $A_i \cdot \frac{d\phi_b}{dx}$ en fonction du titre massique.

La figure III-24 nous montre que le produit $A_i \cdot \frac{d\phi_b}{dx}$ est positif tant que $x \leq 22\%$.

Sachant que A_i est toujours positif, on peut conclure que le nombre de bulles croît avec x tant que $x \leq 22\%$, titre correspondant à la transition bulles-poches trouvée expérimentalement et démontrée par la suite.

De toute façon, au delà de 22%, la figure III-24 n'est plus utilisable puisque l'hypothèse selon laquelle les titres massiques et volumétriques sont faibles n'est plus vérifiée.

Notons, en conclusion, que l'évolution $A_i \cdot \frac{d\phi_b}{dx}$ en fonction du titre massique x ne présente pas de discontinuité (figure III-24) et on ne voit donc pas, à travers cette évolution, l'apparition d'un phénomène brutal qui pourrait expliquer le pic de glissement pour un titre de l'ordre de 5%.

III-4-3 Évolution du mouvement des bulles en fonction de x : analyse simplifiée

Afin de mieux comprendre le comportement des écoulements à bulles (notamment le pic de glissement), on construit un modèle en écrivant l'équilibre des forces qui s'exercent sur les bulles. Une analyse aux ordres de grandeurs nous indique que pour les écoulements verticaux d'hélium, les seules forces en présence sont les forces de traînée et la gravité. En considérant un élément de volume de l'écoulement, le bilan des forces pour n bulles par unité de volume devient pour la phase liquide:

$$n \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_l \cdot u_g^2 \cdot \pi \cdot r_g^2 \cdot C_d - (\rho_l - \rho_g) \cdot g \cdot (1 - \alpha) = 0 \quad (\text{III-42})$$

ce qui conduit à:

$$n \cdot r_g^2 = \frac{2 \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot g \cdot (1 - \alpha)}{\pi \cdot C_d \cdot u_g^2 \cdot \rho_l} \quad (\text{III-43})$$

La formule (III-43) suppose que l'interaction entre les bulles est négligeable ce qui est vérifié pour de faibles valeurs du titre massique ($x < 10-15\%$).

D'autre part, on s'intéresse au titre volumique β qui peut s'exprimer de la manière suivante:

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{(1-x) \cdot \rho_g}{x \cdot \rho_l}} \quad (\text{III-44})$$

$$\beta = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot n \cdot r_g^3 \tag{III-45}$$

Les *résultats expérimentaux* permettent de calculer β en fonction de u_g , $\beta=f(u_g)$, à partir de l'équation (III-31) et pour ces mêmes valeurs de x , la vitesse du gaz u_g est obtenue à partir du glissement $S(x,\alpha)$ (modèle à phases séparées) et de la vitesse du liquide (calculée grâce au débit massique total). Les équations (III-43) et (III-45) permettent de déduire les évolutions du nombre de bulles par unité de volume et du diamètre équivalent des bulles en fonction du titre massique présentées sur les figures III-25 et III-26, via les mesures expérimentales de x et α .

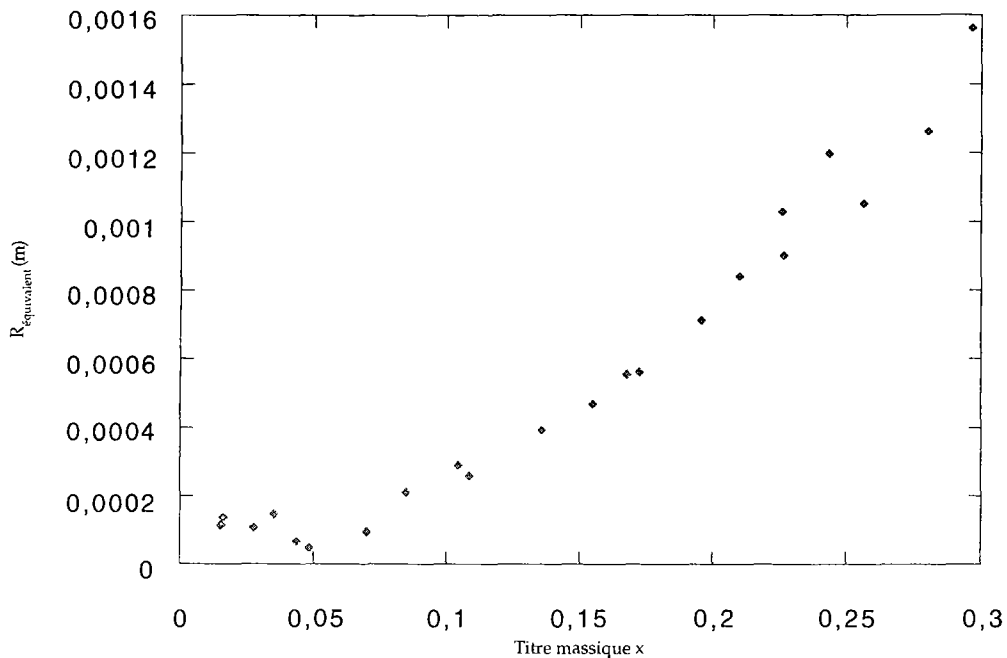


Figure III-25: Évolution du diamètre équivalent des bulles en fonction du titre massique ($m=0.6g/s$), diamètre obtenu à partir des résultats expérimentaux.

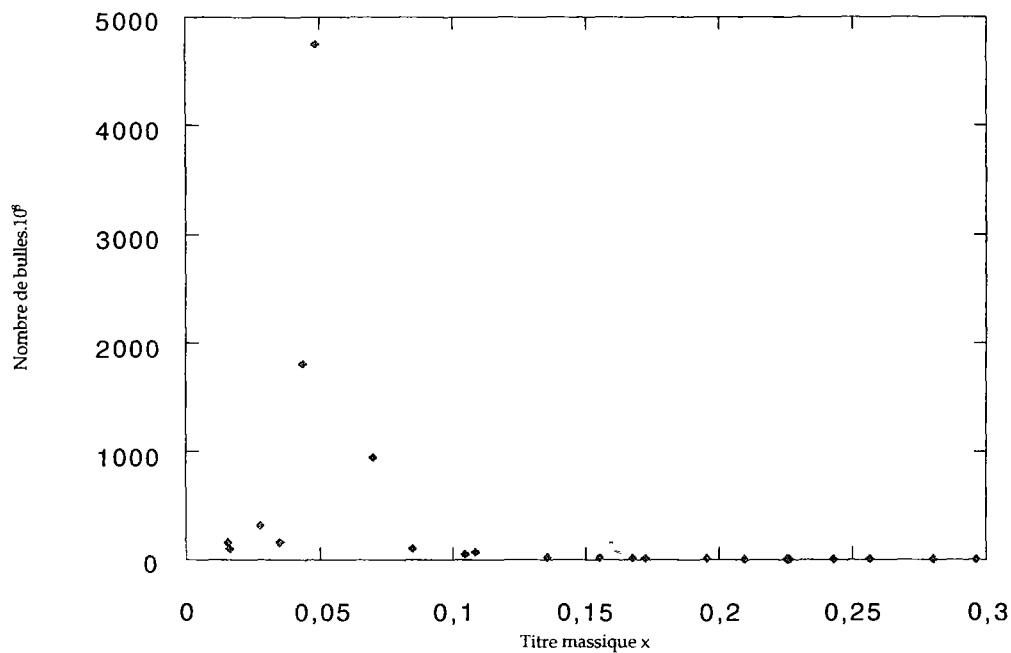


Figure III-26: Évolution du nombre de bulles en fonction du titre massique ($m=0.6g/s$), nombre de bulles obtenu à partir des résultats expérimentaux.

conclusion: Les figures III-25 et III-26 nous montrent que le rayon équivalent des bulles a tendance à stagner sinon à diminuer pour $x < 4-5\%$ et en même temps, que le nombre de bulles croît sur cette même plage de titre massique.

III-5 Modélisation des signaux du capteur optique

Des analyses complémentaires fréquentielle et probabiliste ont été effectuées sur les fluctuations du signal lumineux présentées précédemment car ces dernières apparaissent caractéristiques des différents régimes, notamment pour l'écoulement à bulles, et par conséquent, indispensables à la représentation du milieu diphasique et à son évolution.

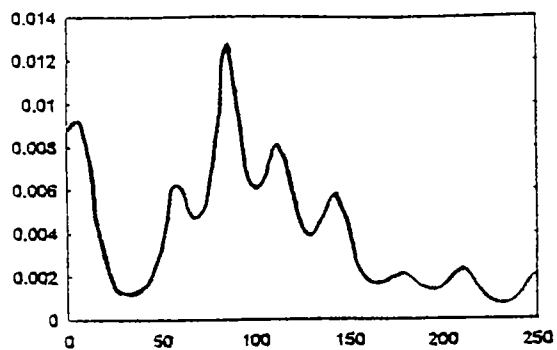
Un certain nombre de travaux tels que ceux de Jones et Zuber [Jones, 1975], Matsui [Matsui, 1984] [Matsui, 1986], Das et Pattanayak [Das, 1995] et Tutu [Tutu, 1984] ont montré que les techniques d'analyse probabiliste (de signaux obtenus expérimentalement avec différents capteurs) permettent d'obtenir une signature des différents régimes d'écoulements. Ces techniques ainsi que celles faisant appel aux méthodes spectrales sont expliquées plus en détails dans l'annexe 2.

III-5-1 Analyse fréquentielle

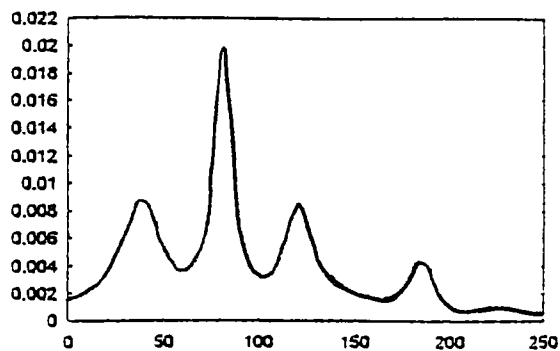
L'analyse des fluctuations par les méthodes spectrales classiques donne des résultats souvent inexploitable. Notre approche consiste donc en l'utilisation d'une méthode récente d'analyse spectrale paramétrique (voir annexe 2) pour caractériser les écoulements diphasiques. Cette approche a permis déjà de mieux caractériser des applications différentes telles que les écoulements d'hélium diphasiques horizontaux [François, 1993], des structures d'ébullition à partir d'un fil chauffé dans un bain d'azote liquide [Van Thinh, 1994] ou l'étude de l'interface liquide-vapeur hélium superfluide [Jebali, 1996].

- écoulements à bulles et écoulement à bulles agglomérées:

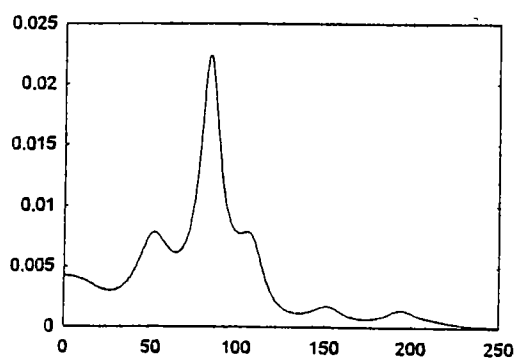
Pour les écoulements verticaux à bulles d'hélium, l'analyse spectrale paramétrique des fluctuations du signal du capteur à fibres optiques est présentée sur la figure III-27.



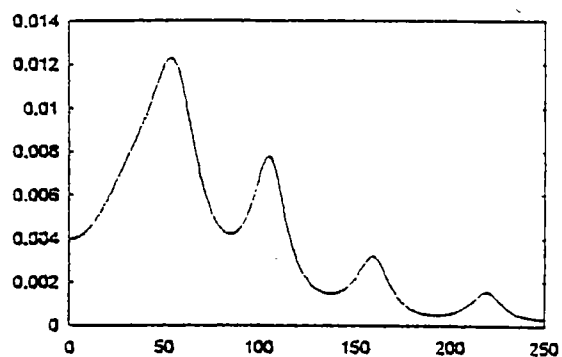
$x=0; E_{sp}=0.3019 \cdot 10^{-3}$



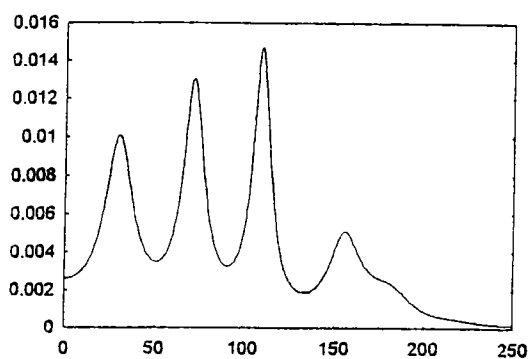
$x=0.0012; E_{sp}=0.09046$



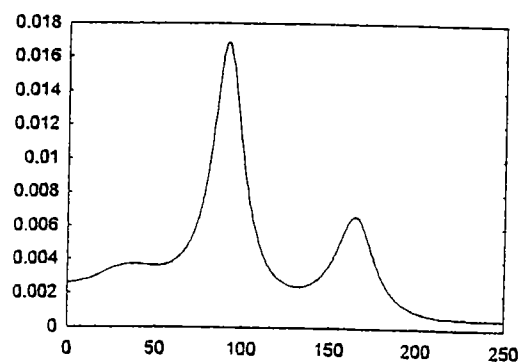
$x=0.005; E_{sp}=0.02239$



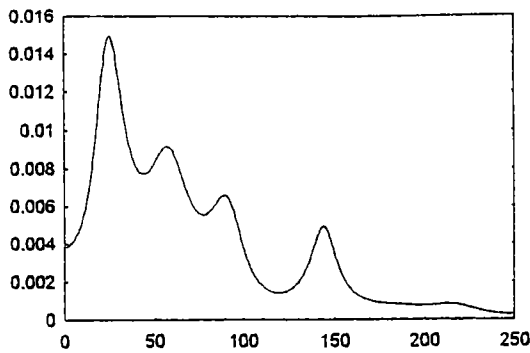
$x=0.0069; E_{sp}=0.09046$



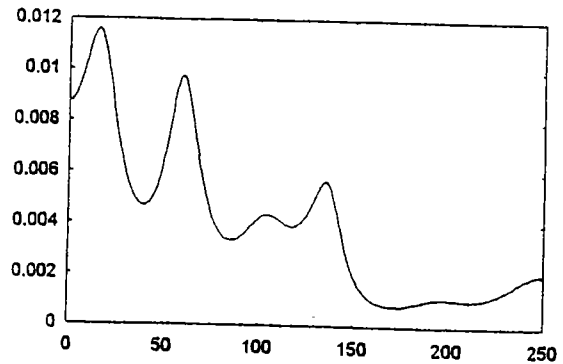
$x=0.01482; E_{sp}=0.01470$



$x=0.03435; E_{sp}=0.03435$



$$x=0.09849; E_{sp}=0.01490$$



$$x=0.1954; E_{sp}=0.00420$$

Figure III-27: Analyse spectrale paramétrique des fluctuations du signal du capteur à fibres optiques non intrusives ($m=0.4g/s$).

Cette analyse nous montre que deux tendances se dessinent pour ces écoulements à bulles.

--> Pour des titres très faibles $x \leq 0.5\%$, il existe *une seule fréquence caractéristique* de ces écoulements, de l'ordre de 83Hz pour un débit de 0.4g/s; pour un débit de 0.6g/s et dans une plage de titre assez similaire, l'analyse fréquentielle a mis en évidence une fréquence caractéristique de l'ordre de 125Hz. On peut attribuer son origine au passage des bulles dans le cône de lumière du capteur, sachant que dans cette gamme de titre, les bulles commencent à être nombreuses mais elles sont encore *indépendantes* les unes des autres.

Le capteur est alors capable de discerner le mouvement ascendant des bulles qui **montre une certaine cohérence**.

À l'aide des photographies, on peut évaluer la distance moyenne entre deux bulles en faisant une statistique sur un nombre conséquent de mesures de cette distance. On obtient comme ordre de grandeur : $d_{bb}=0.2mm$. En supposant que la vitesse d'ascension de ces bulles est constante pour les titres $x \leq 0.5\%$, cette vitesse est donnée par :

$$u_{\infty} = F \cdot d_{bb} \quad (III-46)$$

où F est la fréquence de passage des bulles devant le capteur à fibres optiques évaluée avec l'analyse spectrale.

On obtient alors numériquement: $u_g = 0.017m / s$ pour $m = 0.4g / s$
 $u_g = 0.025m / s$ pour $m = 0.6g / s$

Bien que l'analyse spectrale ne nous donne qu'une valeur approximative de la fréquence, le calcul précédent apparaît être une bonne approche de la vitesse du

gaz. En effet, les évaluations de vitesse présentées ci-dessus sont comparables à celles obtenues à l'aide des mesures expérimentales de x et α et de la définition de la vitesse de la phase gazeuse qui sont présentées sur la figure III-28.

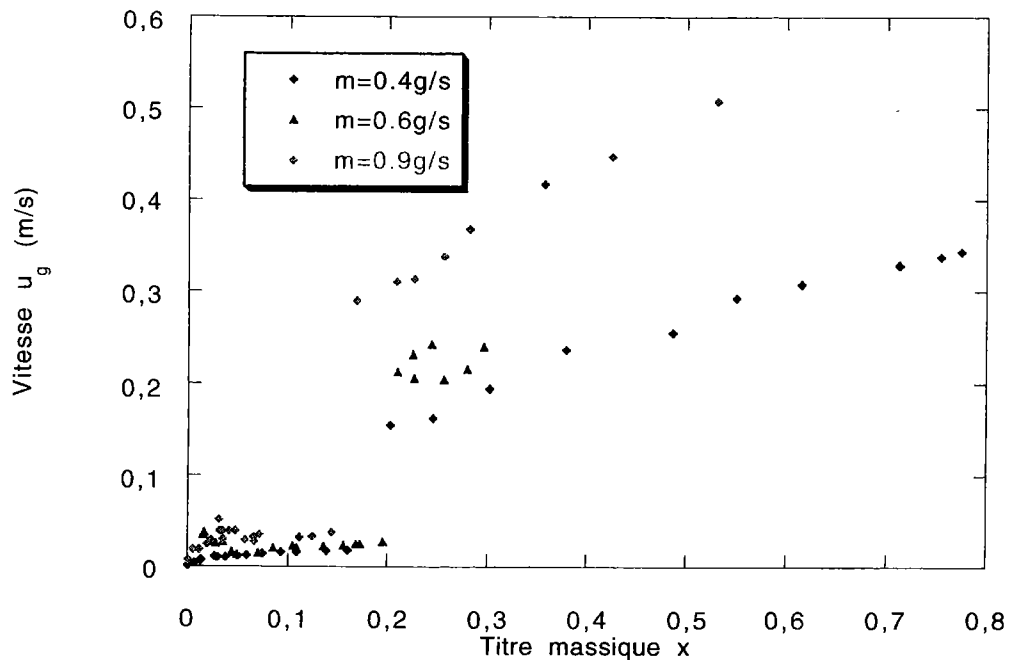


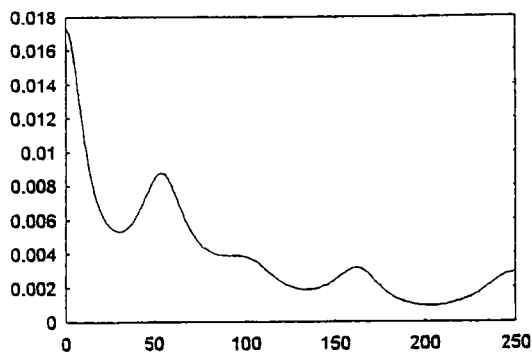
Figure III-28: Évolution des vitesses de gaz en fonction du titre massique x pour les trois débits étudiés.

--> La deuxième tendance de cette analyse spectrale se dessine au delà de $x=0,5\%$. Pour ces titres $0,5\% < x < 20-25\%$, il apparaît plusieurs pics de fréquences dont il est difficile de retrouver l'origine. Dans ce cas de figure, le capteur ne semble pas discerner de cohérence dans l'écoulement à des bulles. Sa réponse représentative de la superposition de l'évolution de tous ces objets laisse seulement deviner certaines dominantes d'où l'apparition de plusieurs fréquences de même poids sur le spectre. Une analyse semblable par balayage dans le temps pour la durée du signal confirme ces observations.

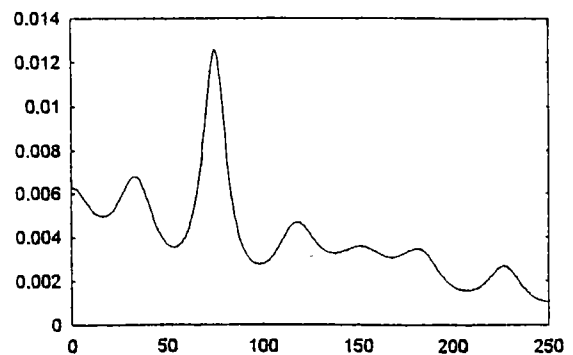
- écoulement à poches disloquées :

Le traitement du signal réalisé sur les signaux correspondant à des écoulements à poches ne donne pas vraiment de renseignement significatif. En effet, la figure III-29 nous présente l'analyse spectrale par la méthode paramétrée et selon les titres, cette analyse fait apparaître des fréquences caractéristiques différentes et non reproductibles. Cette même tendance est observée pour les autres débits étudiés et des titres similaires. Ceci s'explique d'une part, par le fait que l'écoulement à poches disloquées est un écoulement chaotique (comme on le verra un peu plus loin) considéré, par Taitel et Dukler, rappelons-le comme une

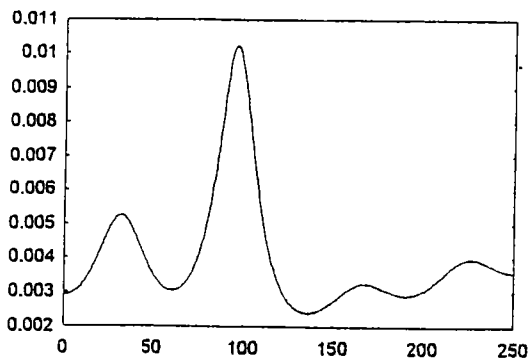
transition vers l'écoulement à poches. C'est par conséquent un phénomène transitoire et turbulent et ne présente aucun caractère périodique.



$$x=0.3935; E_{sp}=0.1312 \cdot 10^{-3}$$



$$x=0.4793; E_{sp}=0.1579 \cdot 10^{-3}$$



$$x=0.7432; E_{sp}=0.1246 \cdot 10^{-3}$$

Figure III-29: Analyse spectrale paramétrique des fluctuations du signal du capteur à fibres optiques non intrusives ($m=0.4g/s$)

- *influence de la turbulence:*

Pour des titres inférieurs à 4-5%, la turbulence joue un rôle majeur. La phase gazeuse est morcelée et dispersée par les forces turbulentes. Les bulles éclatent alors en bulles de diamètre plus petit à cause des tourbillons présents dans l'écoulement et leur nombre augmente.

Comme cela est expliqué dans la partie I, Hinze a montré que les forces de pression dynamique sont responsables de l'éclatement des bulles [Hinze, 1955]. Ces forces sont provoquées par des variations de vitesse sur des distances au plus égales au diamètre des bulles. Pour déterminer les effets de la turbulence sur la surface des bulles, il est intéressant de déterminer l'ordre de grandeur des différentes échelles de turbulence c'est-à-dire l'ordre de grandeur des distances sur lesquelles la vitesse du mouvement turbulent varie. Il existe deux échelles particulières de turbulence, l'échelle de Kolmogorov liée à la taille des petits

tourbillons rencontrés dans un écoulement turbulent et l'échelle de Taylor liée à l'énergie de dissipation turbulente. L'échelle de Kolmogorov s'exprime de la manière suivante:

$$\frac{\eta}{l} = (\text{Re})^{-3/4} = \left(\frac{u \cdot l}{\nu} \right)^{-3/4} \quad (\text{III-47})$$

Dans notre configuration soit un débit $m=0.6\text{g/s}$, on a $l=D=0.01\text{m}$, $u=u_1=0.0610\text{m/s}$ et $\nu=2.53 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ ce qui nous donne $\eta=5.17 \cdot 10^{-6} \text{ m}$. L'échelle de Kolmogorov est trop petite pour avoir une influence sur le mouvement et la déformation des bulles dont le rayon est compris entre 10^{-4} m et 10^{-3} m .

L'échelle de Taylor se définit, quant à elle, selon l'équation suivante:

$$\frac{\lambda}{l} = \left(\frac{15}{A} \right)^{1/2} \cdot (\text{Re}_1)^{-1/2} = \frac{0.02494}{\sqrt{A}} \quad (\text{III-48})$$

où A est un coefficient dont Tennekes et Lumley indique qu'il est de l'ordre de 1 [Tennekes, 1972].

Pour $A=1$, l'échelle de Taylor est de l'ordre de $\lambda=0,0002494\text{m}$ ce qui est deux fois plus important que la rayon des bulles sphériques (diamètre de l'ordre de 10^{-4} m). Ces dernières subissent donc l'influence de la turbulence dans cette échelle.

Un autre paramètre important introduit par la turbulence est la fréquence des tourbillons. On peut donc également écrire:

$$\frac{\lambda}{l} = \frac{15}{A} \cdot (\text{Re}_1) = \frac{15}{A} \cdot \left(\frac{u \cdot l}{\nu} \right)^{-1} \quad (\text{III-49})$$

On définit ainsi une échelle de temps:

$$\tau = \frac{\lambda}{u} = \frac{A}{15} \cdot \frac{\lambda^3}{(l \cdot \nu)} \quad (\text{III-50})$$

L'équation (III-50) permet alors de déduire la fréquence f des tourbillons liés à l'échelle de Taylor soit $f=453\text{Hz}$. Cette fréquence est trop élevée par rapport à celles décelées dans le traitement de signal. En effet, des signaux enregistrés à des fréquences d'échantillonnage (1000Hz et plus) plus élevées que la fréquence d'échantillonnage 500Hz choisie ont subi une analyse spectrale et aucune fréquence caractéristique n'a été décelée au delà de 250Hz . La turbulence n'est donc pas décelée par le capteur à fibres optiques, pour des faibles titres massiques.

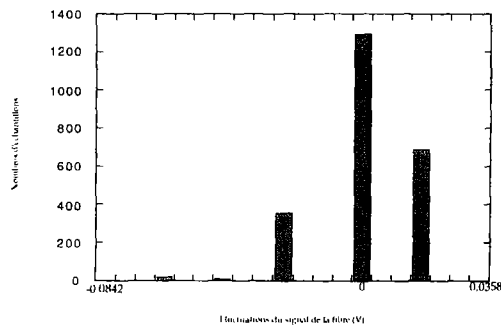
III-5-2 Analyse probabiliste

III-5-2-a les histogrammes

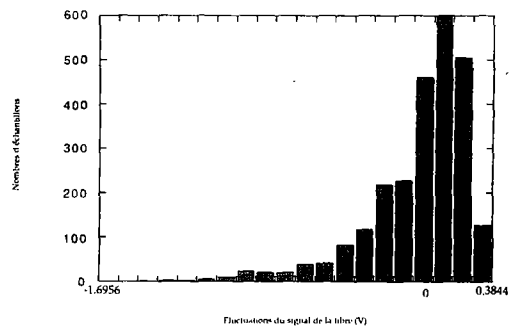
Parallèlement à cette analyse fréquentielle a été menée une analyse probabiliste qui nous renseigne sur le comportement du signal à chaque instant par rapport à l'ensemble de l'enregistrement. Cette analyse se fait par le biais de la fonction de densité de probabilité; elle permet d'estimer la probabilité qu'une donnée d'un fichier prenne une valeur dans un intervalle défini, ceci à chaque instant (voir explication détaillée dans l'annexe 2).

Une étude préliminaire a été effectuée sous forme d'histogrammes afin de nous donner l'allure générale de la fonction de densité de probabilité selon le régime d'écoulement.

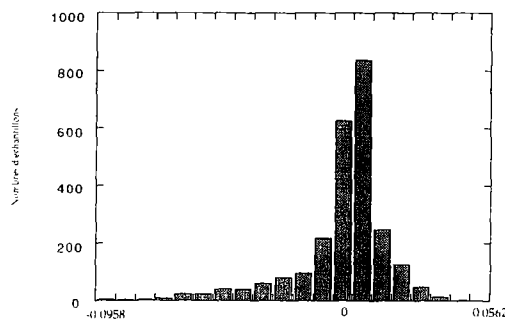
- écoulement à bulles et écoulement à bulles agglomérées:



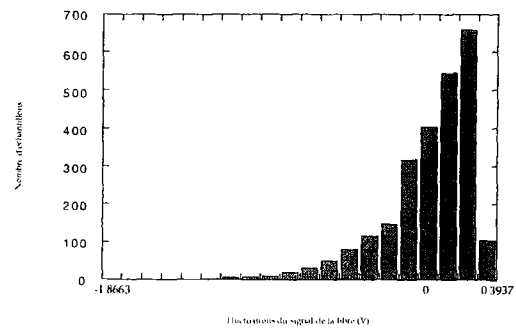
$x=0$



$x=0.0012$



$x=0.005$



$x=0.0069$

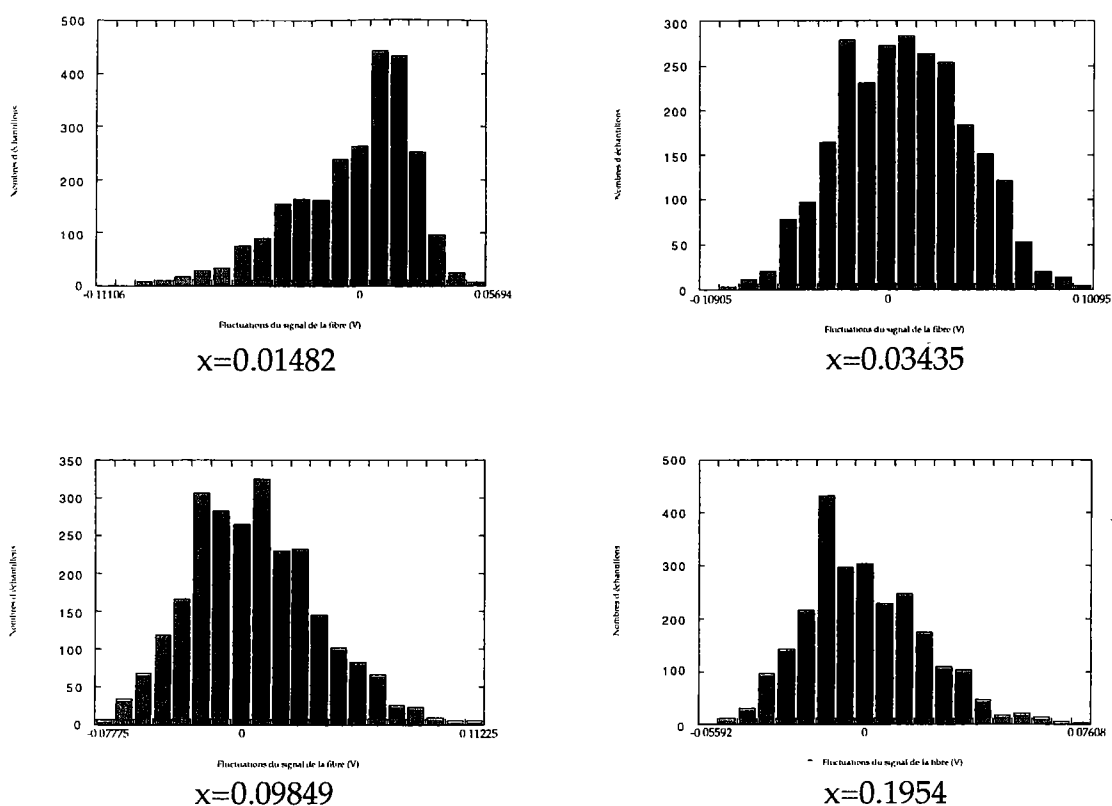


Figure III-30: Histogrammes centrés ($m=0.4g/s$) pour les écoulements à bulles et les écoulements à bulles agglomérées.

Ces histogrammes sont présentés sur la figure III-30 et correspondent aux mêmes fichiers que ceux traités par l'analyse fréquentielle. Ils sont centrés par rapport à la valeur moyenne du fichier d'origine (i.e valeur moyenne du signal retranchée pour ne traiter que les fluctuations).

Pour de très faibles titres $x < 0.5-0.7\%$, les histogrammes présentent un pic autour du 0 ce qui signifie que les fluctuations du signal sont très faibles sinon nulles.

Pour des titres légèrement plus élevés $0.7\% < x < 1.5\%$, le pic est décalé vers les valeurs positives; les fluctuations présentent donc plus de surintensités que d'atténuations. Dans cette plage de titre, les analyses précédentes ont montré que la turbulence avait tendance à séparer les bulles et à les maintenir sphériques et indépendantes les unes des autres. De plus, la population de bulles est assez peu dense. Sachant que la modélisation de la partie II nous montre qu'une bulle isolée et sphérique peut générer plus de surintensités que d'atténuations selon sa position dans le tube, on peut supposer que quelques bulles sans interaction entre elles ont un comportement de même nature qu'une bulle seule et engendrent par conséquent plus de surintensités.

Pour un titre massique $x=3.5\%$, les histogrammes se présentent sous forme d'une gaussienne. Les fluctuations du signal présentent légèrement plus de

surintensités que d'atténuations. Pour ce titre, la densité de bulles est telle que le capteur ne voit plus les bulles une à une mais un mouvement d'ensemble des bulles. Les interfaces liquide-gaz sont de forme convexe (très proche de la limite de l'écoulement à bulles) et génèrent proportionnellement un nombre équivalent de convergence et de divergence des faisceaux lumineux par rapport à la fibre réceptrice.

Au delà de ce titre et ce jusqu'à 24%, les histogrammes présentent un maximum pour des valeurs négatives c'est-à-dire correspondant à des atténuations. L'écoulement est constitué de bulles plus ou moins déformées qui atténuent plus le signal qu'elles ne créent de surintensités de par leur forme, leur diamètre plus important et leur densité importante. On constate que cette analyse probabiliste permet de caractériser les différentes évolutions de l'écoulement à bulles: bulles sphériques sous influence de la turbulence, densité de bulles sphériques maximale et début de la coalescence, bulles déformées qui coalescent de plus en plus. Cette analyse constitue donc une signature de chaque étape de l'évolution des bulles dans l'écoulement.

- écoulement à poches disloquées:

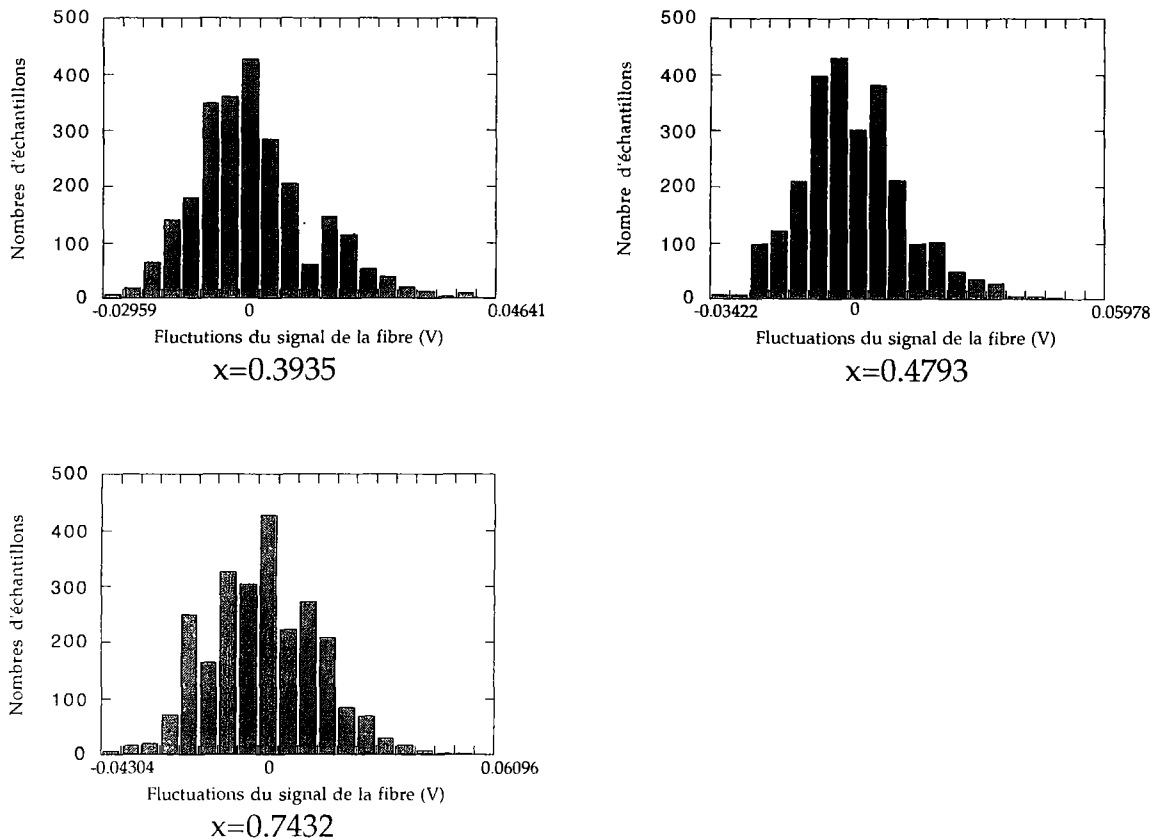
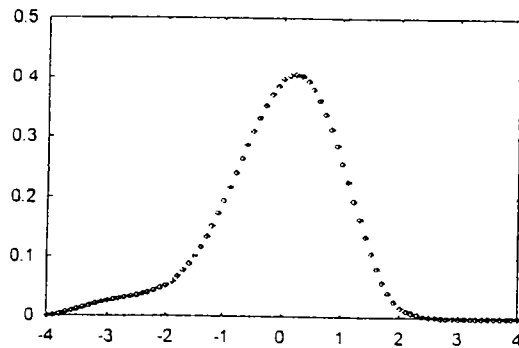


Figure III-31: Histogrammes centrés ($m=0.4g/s$) pour les écoulements à poches disloquées.

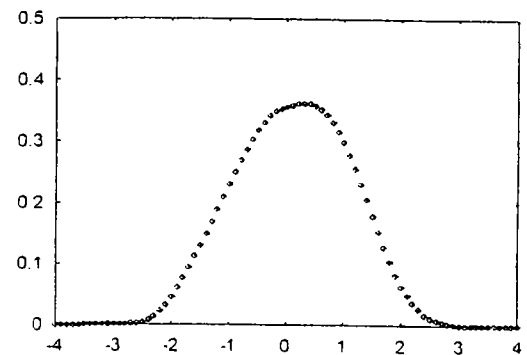
La figure III-31 nous montre que les écoulements à poches disloquées engendrent plus d'atténuations que de surintensités. En effet, on constate sur les photographies (partie III-1) que les effets de bords sont nettement moins importants pour ce type d'écoulement car le mélange diphasique réfracte beaucoup plus la lumière de par ses nombreuses interfaces liquide-gaz. Les histogrammes présentent donc un maximum dans les valeurs négatives des fluctuations.

III-5-2-b les densités de probabilité

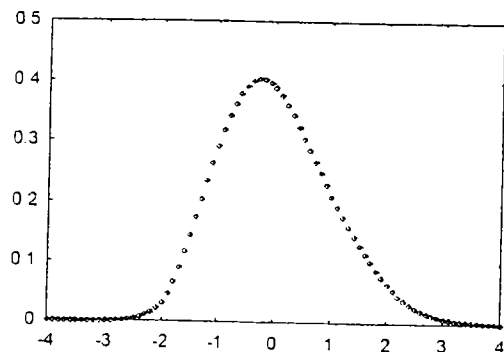
Les histogrammes (figure III-30 et figure III-31) constituent une étude préliminaire. Leur allure est confirmée par l'analyse probabiliste (théorie en annexe 2), à travers les densités de probabilité (notation anglo-saxonne PDF: probability density function) présentées sur la figure III-32.



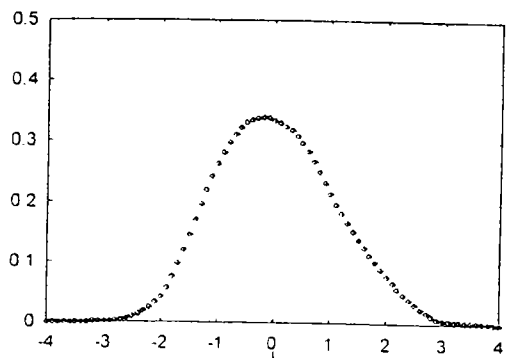
$x=0.005$
écoulement à bulles



$x=0.034$
écoulement à bulles agglomérées



$x=0.4793$



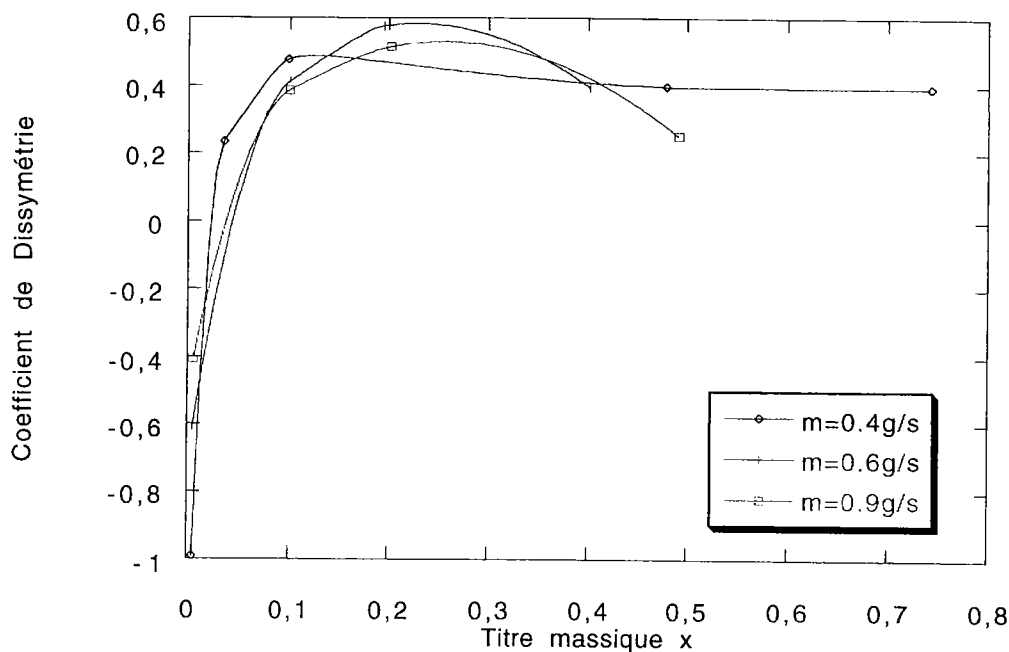
$x=0.7432$

écoulement à poches disloquées

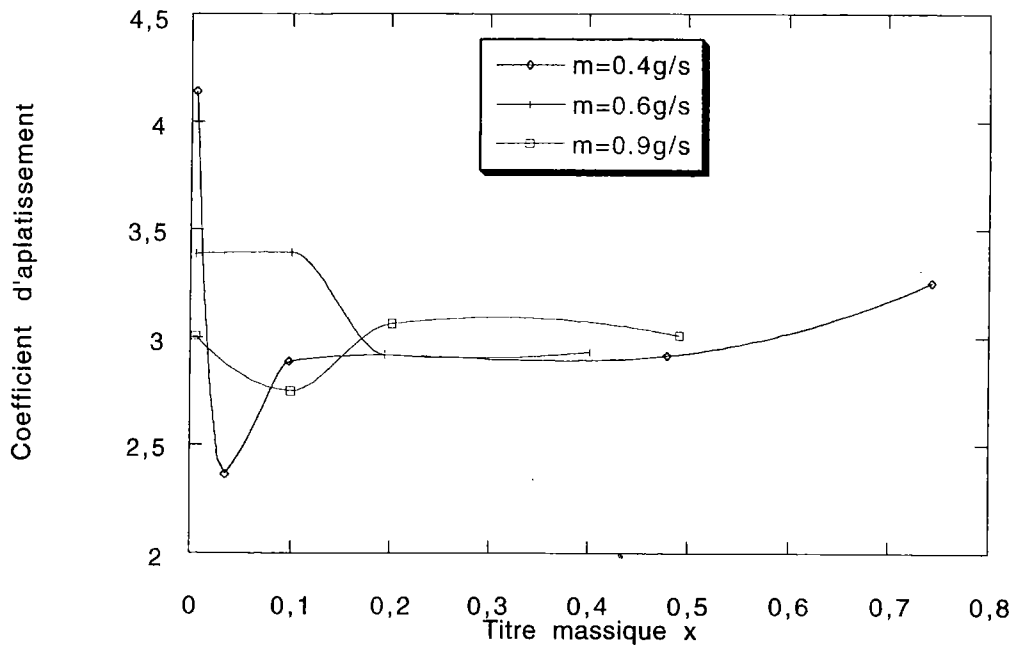
Figure III-32: Densité de probabilité ($m=0.4g/s$).

Les conclusions déduites des histogrammes sur les trois régimes d'écoulement sont donc confirmées par les densités de probabilité. Cette analyse a été faite pour les deux autres débits $m=0.6\text{g/s}$ et $m=0.9\text{g/s}$ et les allures caractéristiques des trois écoulements ont été retrouvées.

Une étude complémentaire a été réalisée afin de « comparer » nos densités à une gaussienne en fonction du titre massique c'est-à-dire en fonction de l'écoulement. Deux coefficients permettent cette comparaison: le coefficient de dissymétrie Sk (notation anglo-saxonne Sk : skewness factor; $Sk=0$ si on a une gaussienne) et le coefficient d'applatissage F (notation anglo-saxonne: flatness factor; $F=3$ si on a une gaussienne). L'étude réalisée sur nos écoulements est présentée sur la figure III-33.



a: Coefficient de dissymétrie Sk



b: Coefficient d'aplatissement F

Figure III-33: Évolution du coefficient de dissymétrie et du coefficient d'aplatissement en fonction du titre massique x pour trois débits.

Lorsque le coefficient de dissymétrie est inférieur à 0, cela signifie que la majorité des données est supérieure à la valeur moyenne (moyenne arithmétique de toutes les données traitées). C'est ce que l'on constate pour les écoulements à bulles (paragraphe précédent et figure III-33a). Pour les deux autres écoulements, le profil de la PDF évolue vers un coefficient de dissymétrie positif c'est-à-dire vers une atténuation du signal. Plus le titre est élevé, plus le coefficient de dissymétrie est élevé. Cette évolution est valable pour les trois débits étudiés (figure III-33a).

Quant au coefficient d'aplatissement, quel que soit le débit, il est supérieur à la valeur obtenue pour une gaussienne, pour les écoulements à bulles. La PDF présente, dans ce cas, un pic plus affirmé qu'une gaussienne. Pour les écoulements de transition et à poches disloquées, le coefficient d'aplatissement est inférieur à celui d'une gaussienne: la PDF est donc plus « étalée » qu'une gaussienne.

Au vu des résultats obtenus pour cette étude probabiliste, on peut en conclure que les PDF constituent une réelle signature de chaque écoulement.

III-5-3 Caractérisation du chaos déterministe applicable aux signaux expérimentaux

Au terme de ce travail, on a amorcé un complément d'analyse des signaux expérimentaux en terme de chaos. En effet, à partir du signal expérimental, on peut reconstruire, dans l'espace des phases, l'attracteur du système étudié. On calcule ensuite certains invariants dont les plus importants sont l'entropie de Kolmogorov et la distance de corrélation qui permettent d'apprécier le degré chaotique du phénomène.

III-5-3-a Chaos déterministe

À partir du signal constitué de la suite de N échantillons $\{x_1, x_2, \dots, x_N\}$, on reconstruit l'attracteur dans l'espace des phases en utilisant des coordonnées décalées dans le temps.

Pour cela, on choisit:

- (i) un délai spécifique τ discret
- (ii) un nombre d'éléments m dans l'espace des phases (dimension de l'espace) et on forme les vecteurs:

$$X_j = (x_j, \dots, x_{j+(m-1)\tau})^t \tag{III-51}$$

Pour un signal de durée N et un délai $\tau=1$, on peut obtenir un ensemble de $n=N-m+1$ vecteurs X_j .

Cet ensemble de vecteurs peut être considéré comme un ensemble de points sur les trajectoires (orbites) de l'attracteur dans l'espace des phases.

On peut en déduire un ensemble de distances entre tous les points de l'attracteur. Cet ensemble de points constitue la base de détermination de la dimension et de l'entropie de l'attracteur.

En examinant la répartition des distances mutuelles entre les n points inscrits sur l'attracteur, on peut calculer la *fonction de corrélation intégrale* :

$$C(r) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n C_i(r) \tag{III-52}$$

où

$$C_i(r) = \frac{1}{n-1} \text{nombre} \{j \neq i, \|X_i - X_j\| < r\} \tag{III-53}$$

Pour de faibles distances entre les points:

$$C(r) \propto r^D \quad (\text{III-54})$$

D: dimension de corrélation : invariant traduisant la complexité spatiale de l'attracteur.

On peut examiner le taux de croissance de la distance entre deux points de l'attracteur situés initialement proches l'un de l'autre. En comptant le nombre *b* d'intervalles de temps Δt tels que la distance entre ces points peut être observée sur l'attracteur avant qu'elle ne dépasse une certaine limite, on peut calculer la fonction de distribution de probabilité *C(b)* de ce nombre *b*.

Cette fonction varie telle que:

$$C(b) = 2^{K \cdot b \cdot \Delta t} \quad (\text{III-55})$$

K: entropie de Kolmogorov

$K=0$: phénomène régulier cyclique qui peut être représenté dans l'espace des phases par un point ou un attracteur périodique.

$K \neq 0$: phénomène chaotique déterministe

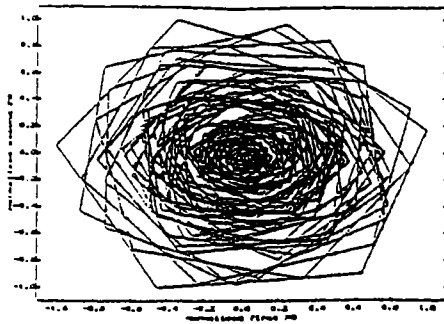
$K \rightarrow \infty$: phénomène aléatoire non déterministe

III-5-3-b Résultats et interprétation

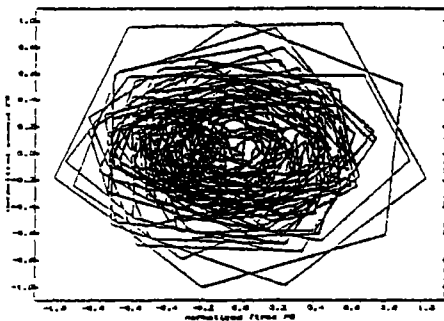
La figure III-34 représente les attracteurs reconstruits à partir des signaux expérimentaux pour les trois débits et pour différents régimes d'écoulement. On note une évolution marquée d'un état moins chaotique vers un état plus chaotique pour des titres croissants. Pour les trois débits, les attracteurs correspondants aux écoulements à bulles montrent un chaos assez déterministe. On retrouve le résultat obtenu par l'analyse spectrale paramétrique qui faisait apparaître un seul mode dominant. Ceux correspondant aux écoulements à poches disloquées sont plus désordonnés. De même, l'analyse spectrale paramétrique mettait en évidence plusieurs modes. Remarquons enfin pour le plus grand débit ($x=0.4913$, $m=0.7538$) une tendance vers un état moins chaotique.

La figure III-35 qui représente l'entropie de Kolmogorov ainsi que la figure III-36 pour les dimensions de corrélation confirment ces observations.

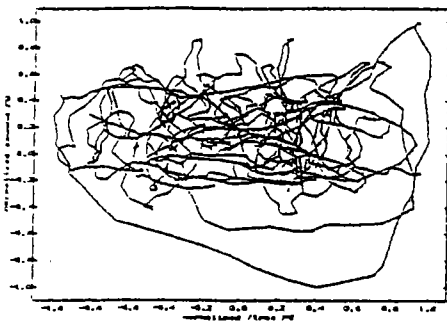
En conclusion, cette dernière analyse vient compléter les deux précédentes et apporte un éclairage supplémentaire sur la caractérisation des différents régimes d'écoulement. Elle devra être approfondie.



Écoulement à bulles : $x=0.005$



Écoulement à bulles : $x=0.034$

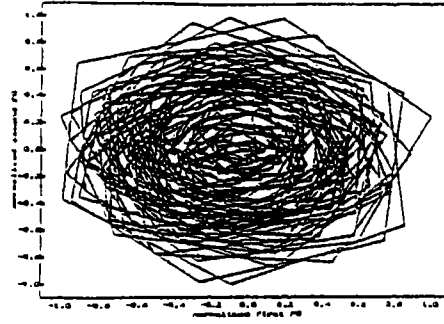


Écoulement à poches disloquées : $x=0.48$

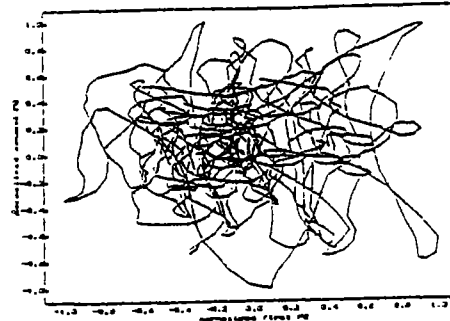


Écoulement à poches disloquées : $x=0.74$

(a): $m=0.4g/s$



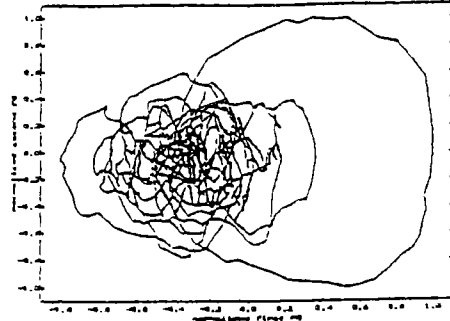
Écoulement à bulles : $x=0.005$



Écoulement à bulles agglomérées : $x=0.1$



Écoulement à bulles agglomérées : $x=0.19$



Écoulement à poches disloquées : $x=0.40$

(b): $m=0.6g/s$

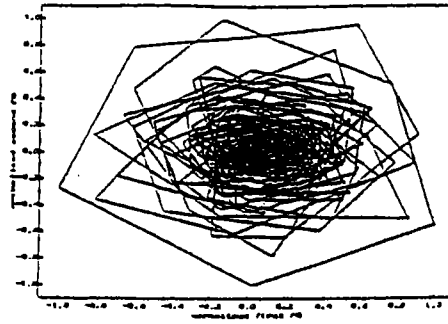
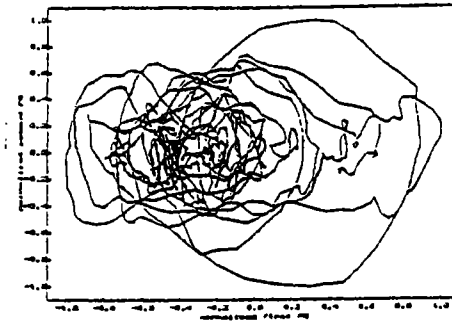
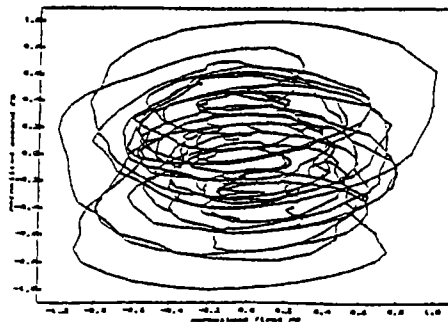
Écoulement à bulles : $x=0.006$ Écoulement à bulles agglomérées : $x=0.1$ Écoulement à bulles agglomérées : $x=0.20$ Écoulement à poches disloquées : $x=0.49$ (c): $m=0.9\text{g/s}$

Figure III-34: Recontruction de l'attracteur

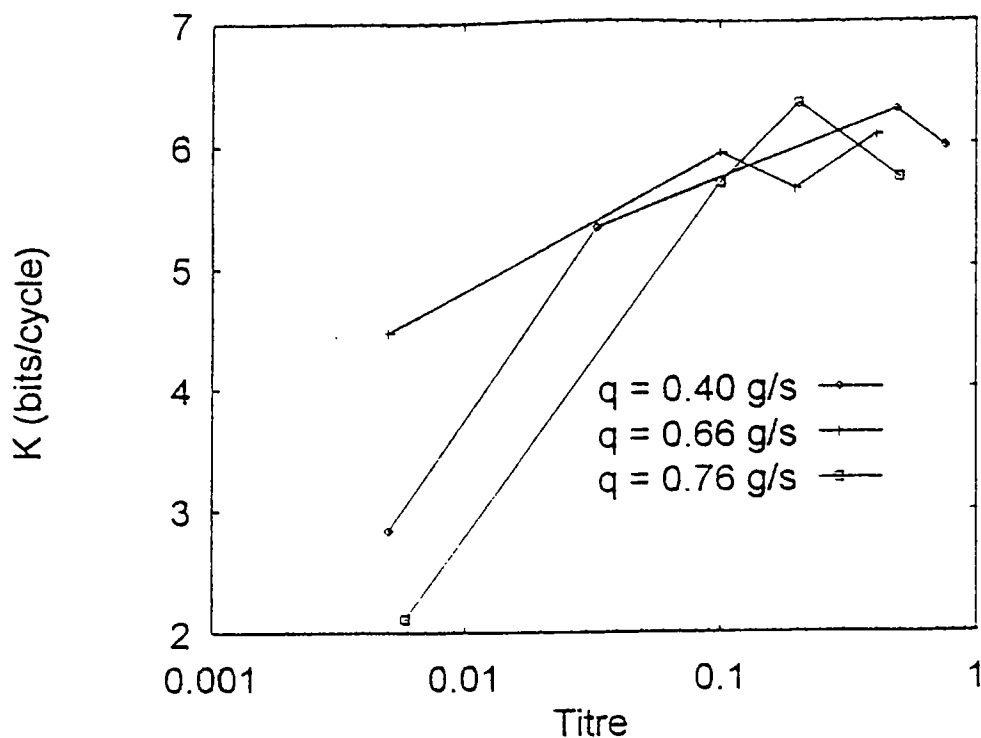


Figure III-35: Entropie de Kolmogorov pour différents débits.

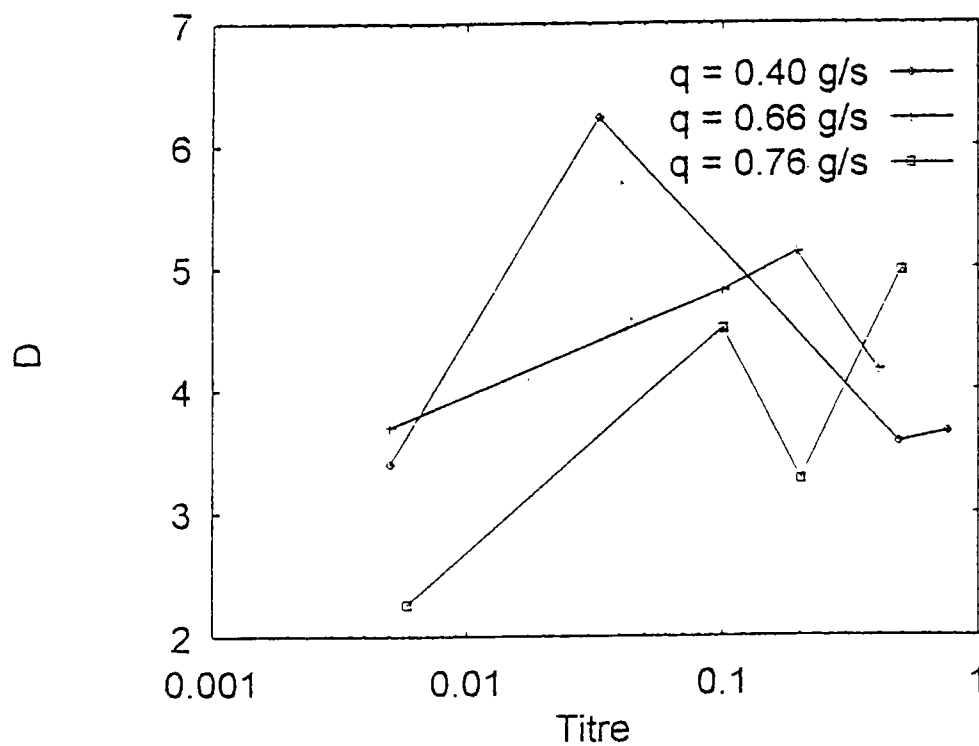


Figure III-36: Dimension de corrélation pour différents débits

III-5-4 Remarques

- L'écoulement à poches disloquées :

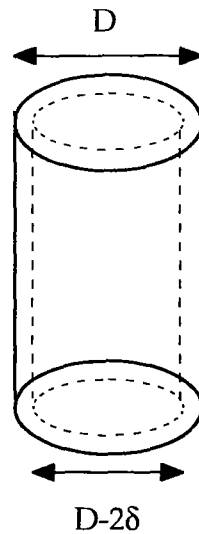
L'écoulement dit « à poches disloquées » fait suite à l'écoulement à bulles agglomérées. Cette transition s'opère pour un titre voisin de 24%. Dans cette plage, on note une réponse particulière du capteur à fibres optiques: la valeur moyenne de sa réponse en tension présente un minimum et les fluctuations un changement de pente. Pour $x=24\%$, l'évolution du taux de vide en fonction du titre massique présente un changement de pente net caractérisant cette transition. Cette transition est indépendante du débit.

Pour un écoulement à poches disloquées, le taux de vide évolue plus lentement en fonction du titre massique que pour l'écoulement à bulles (figure III-19: pente de 0.6 pour les poches disloquées à comparer à une pente de 2.07 pour les bulles). Parallèlement, le taux de glissement ne cesse de croître avec le titre massique x , pour $25\% < x < 80\%$, ce qui signifie que la phase gazeuse ne cesse d'être accélérée par rapport à la phase liquide (figure III-4).

- Apparition de l'écoulement annulaire :

L'écoulement annulaire et les gouttelettes en suspension sont deux types d'écoulements observés expérimentalement mais difficilement. En effet, ces écoulements apparaissent pour des taux de vide relativement élevés et dans ces conditions apparaissent également de grosses instabilités de débit. Néanmoins, quelques mesures expérimentales réalisées à l'aide du capteur à fibres optiques non intrusives nous montre que l'écoulement annulaire apparaît pour un titre de l'ordre de 80% (figure III-18). En effet, pour ce titre, les fluctuations du signal diminuent très fortement.

De plus, un critère géométrique (régime annulaire parfait) nous indique que cette transition a lieu pour $A_i = 4 \cdot \frac{\sqrt{\alpha}}{D}$ où A_i est la surface interfaciale par unité de volume et D le diamètre du tube.



En effet, la transition poches disloquées/écoulement annulaire a lieu pour un minimum de l'aire interfaciale volumique A_i .

L'aire interfaciale volumique s'exprime dans ce cas de la manière suivante:

$$A_i = \frac{\pi(D - 2\delta)}{\frac{\pi \cdot D^2}{4}} = \frac{4 \cdot (D - 2\delta)}{D^2} \quad (\text{III-56})$$

Par définition, on a:

$$\alpha = \frac{A_g}{A} = \frac{(D - 2\delta)^2}{D^2} \quad (\text{III-57})$$

Les équations III-56 et III-57 donnent:

$$A_i = 4 \cdot \frac{\sqrt{\alpha}}{D} \quad (\text{III-58})$$

Si on estime l'épaisseur du film en paroi à $0.05D$ (valeurs estimées à partir des photographies), le critère III-57 nous indique que l'écoulement annulaire apparaît pour un taux de vide $\alpha=0.81$ ce qui confirme les résultats obtenus avec le capteur à fibres optiques.

III-6 Les cartes d'écoulements

Une manière pratique de présenter les données expérimentales obtenues pour des études de configurations d'écoulement est la carte d'écoulement, où les différents régimes observés sont tracés en fonction de deux paramètres considérés comme caractéristiques. Celles présentées dans ce paragraphe ont été tracées à partir des critères théoriques sur lesquelles on a placé les points expérimentaux. Elles ont pour but de vérifier si les critères explicités pour d'autres fluides sont applicables aux écoulements verticaux d'hélium diphasique. Avant de présenter ces cartes d'écoulement, intéressons nous aux résultats déjà obtenus dans l'hélium par Zust et Bald.

III-6-1 La carte proposée par Zust et Bald pour des écoulements verticaux d'hélium diphasique

Zust et Bald ont tracé une carte pour des écoulements verticaux d'hélium I [Zust, 1981] en fonction du flux massique G et du titre massique x car l'expérience permet d'obtenir facilement et précisément ces deux paramètres. Les mesures et observations obtenues sont présentées sur la figure (III-37). Sur cette figure, outre les régimes d'écoulement et les transitions, ils complètent la description par des informations sur la phase gazeuse.

Les lignes brisées délimitent les quatre zones caractéristiques de ce point de vue:

- (1) la vitesse d'élévation des bulles est régulière,
- (2) les bulles montent avec une vitesse irrégulière,
- (3) des bulles stagnent près de la paroi et on a un écoulement rapide au coeur du tube,
- (4) l'écoulement est complètement développé près de la paroi.

Les lignes pleines représentent les transitions théoriques entre les différents régimes:

- (a) transition bulles-poches,
- (b) limite supérieure d'existence de l'écoulement à poches,
- (c) transition poches disloquées-annulaire.

Ces transitions divisent la carte en zones:

- (I) écoulement à bulles,
- (II) écoulement à poches,
- (III) écoulement turbulent à poches disloquées,
- (IV) écoulement annulaire.

La légende de la figure donne la correspondance des points expérimentaux.

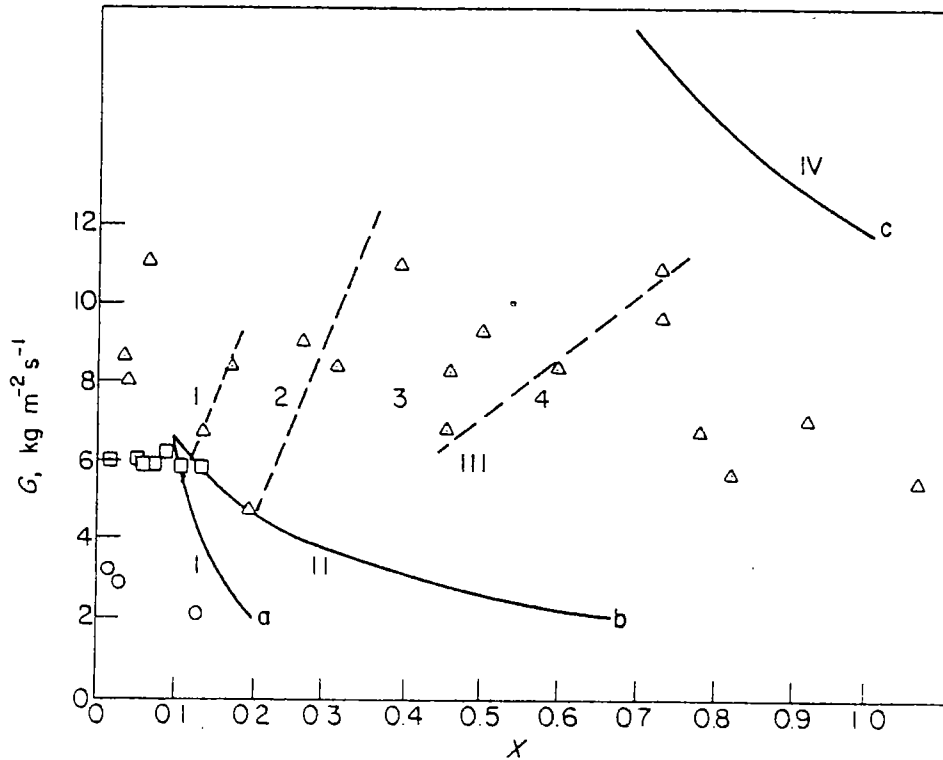


Figure III-37: Carte d'écoulement tracée avec des points expérimentaux obtenus avec des films rapides [Zust, 1981]. Les lignes pleines correspondent aux transitions théoriques présentées dans la partie I: a- transition bulles/poches $\langle \alpha \rangle = 0.3$; b- limite supérieure d'existence de l'écoulement à poches, équation I-92; c- transition poches disloquées/annulaire, équation I-93. Ces transitions délimitent des zones d'écoulements: I- écoulement à bulles; II- écoulement à poches; III- écoulement à poches disloquées turbulent; IV- écoulement annulaire. Les lignes brisées correspondent à quatre configurations où les vitesses de bulles sont les suivantes: 1- vitesse d'élévation constante des bulles; 2- élévation des bulles à différentes vitesses; 3- bulles stagnantes près de la paroi du tube et écoulement rapide au coeur; 4- film tombant complètement développé près de la paroi. Les symboles des données expérimentales correspondent à: \square $\phi = 65$ à 185 W.m^{-2} , $G = 2.8$ à $7.4 \text{ kg.m}^{-2} \text{ s}^{-1}$; ∇ $\phi = 289$ à 347 W.m^{-2} , $G = 4.7$ à $6.2 \text{ kg.m}^{-2} \text{ s}^{-1}$; Δ $\phi = 598 \text{ W.m}^{-2}$, $G = 8.3 \text{ kg.m}^{-2} \text{ s}^{-1}$; \triangle $\phi = 598 \text{ W.m}^{-2}$, $G = 4.6$ à $9.8 \text{ kg.m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

La transition bulles-poches a été obtenue par Radovick et Moissis à partir de considérations similaires à celles considérées par Taitel et Dukler. Ils ont, en effet, calculé les fréquences de collisions de bulles et trouvé que cette fréquence était très faible pour des taux de vide α inférieur à 0.1 et très élevée pour un taux de vide α supérieur à 0.3. Ils en ont conclu que l'écoulement à bulles avait peu de chances d'exister au delà de 0.3 puisque les nombreuses collisions conduisaient à la coalescence des bulles et la formation éventuelle de poches de gaz.

La seconde transition est la limite supérieure d'existence de l'écoulement à poches. Wallis a proposé une explication pour prédire la dislocation des poches; cette rupture est provoquée par la formation d'ondes importantes et instables à la surface de la couche de liquide descendant qui sépare la paroi du tube de la bulle de Taylor [Wallis, 1969]. L'évaluation numérique de cette transition a été proposée par Porteous [Porteous, 1969]:

$$x = \frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} + \frac{0.105}{G} \left(\frac{g \cdot D \cdot \rho_g \cdot \rho_l^2}{\rho_l - \rho_g} \right)^{0.5} \quad (\text{III-59})$$

La dernière transition poches disloquées-annulaire, sans écoulement descendant, a été trouvée par Wallis [Wallis, 1969] et correspond au moment où le débit de liquide descendant (film en paroi) devient nul. Cette transition peut s'exprimer de la manière suivante:

$$x = \frac{0.9 [g \cdot D \cdot \rho_g \cdot (\rho_l - \rho_g)]^{0.5}}{G} \quad (\text{III-60})$$

D'après les résultats expérimentaux obtenus par Züst et Bald, les écoulements à bulles et à poches disloquées turbulent sont prédominants en hélium diphasique. L'écoulement à bulles existe pour un titre massique $x \leq 0.1$ alors que des gouttelles de liquide en suspension sont observées pour des titres $x > 0.9$. L'écoulement à poches et l'écoulement annulaire n'ont pas été vus lors des expériences. De plus, la figure III-37 montre que les points expérimentaux sont en général en dehors des zones prédites théoriquement pour des écoulements à poches et annulaire.

III-6-2 Les cartes expérimentales

Nos résultats expérimentaux sont reportés dans des diagrammes (m, x) . Sur ces diagrammes, on fait apparaître les transitions correspondantes à ce que nous avons appelé les critères de Züst et Bald pour l'hélium et de Taitel et Dukler pour les mélanges eau-air.

Dans la représentation figure III-39, on a utilisé le modèle de Zuber afin de retranscrire les critères de Taitel et Dukler en fonction du titre massique x , le choix de ce modèle découlant de l'adéquation avec les résultats expérimentaux (partie III-2).

On rappelle ici ces critères de Taitel et Dukler (voir partie I-2):

- transition écoulement à bulles/écoulement à poches:

$$\langle \alpha \rangle = 0.25 \quad (\text{III-61})$$

ou

$$j_l = 3 \cdot j_g - \left[\frac{\sigma \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{0.25} \quad (\text{III-62})$$

ce qui donne pour l'hélium: $j_l = 3 \cdot j_g - 0.0495$

- transition écoulement à poches/écoulement à poches disloquées:

$$\frac{L_E}{D} = 40 = 35,5 \cdot \frac{u_g}{\sqrt{g \cdot D}} \quad (\text{III-63})$$

- transition écoulement à poches disloquées/écoulement annulaire:

$$\frac{j_g \cdot \rho_g^{0.5}}{\left[\sigma \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g) \right]^{0.25}} = 3.1 \quad (\text{III-64})$$

pour l'hélium, $j_g = 0.4215 \text{ m/s}$

Sachant que

$$j_g = \langle \alpha \rangle \cdot u_g = \frac{x \cdot G}{\rho_g} \quad (\text{III-65})$$

$$u_g = \frac{x \cdot G}{\rho_g \cdot \langle \alpha \rangle} \quad (\text{III-66})$$

et d'après le modèle de Zuber

$$\langle \alpha \rangle = \frac{x \cdot \rho_l \cdot G}{C_0 \cdot [x \cdot \rho_g + (1-x) \cdot \rho_l] \cdot G + \tilde{u}_{gj} \cdot \rho_g \cdot \rho_l} \quad (\text{III-67})$$

C_0 et \tilde{u}_{gj} étant explicités dans la partie III-2,

on peut alors retranscrire les critères (III-61), (III-63) et (III-64) en fonction de x et α .

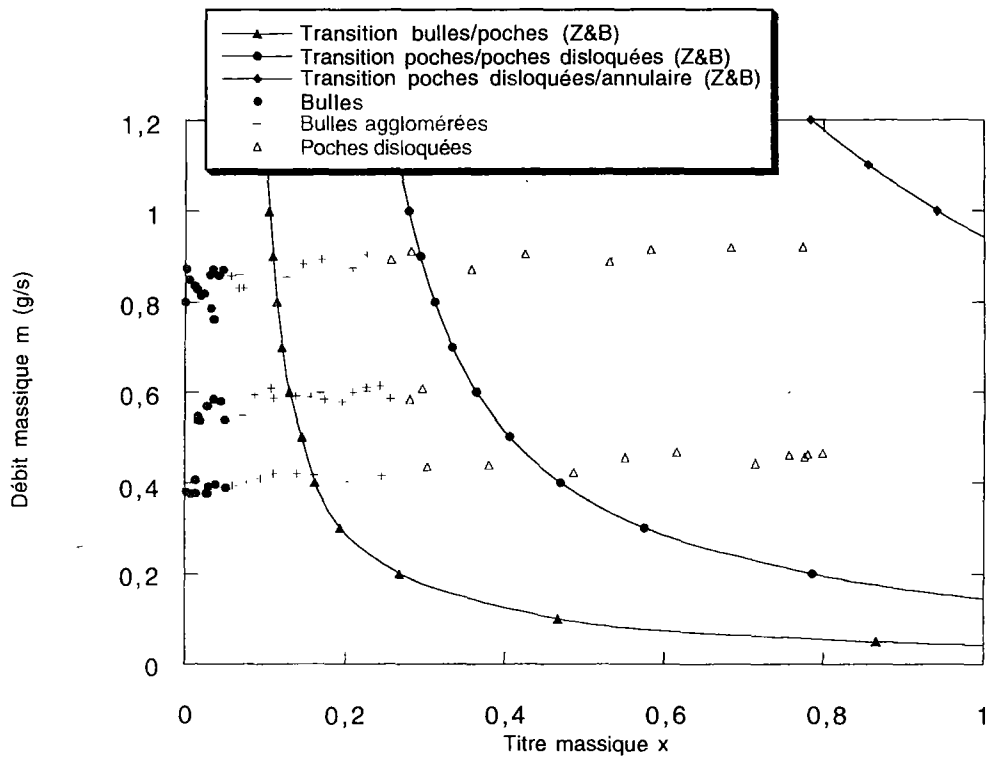


Figure III-38: Carte d'écoulement tracée à partir des résultats expérimentaux et des critères théoriques de Zust et Bald (Z&B).

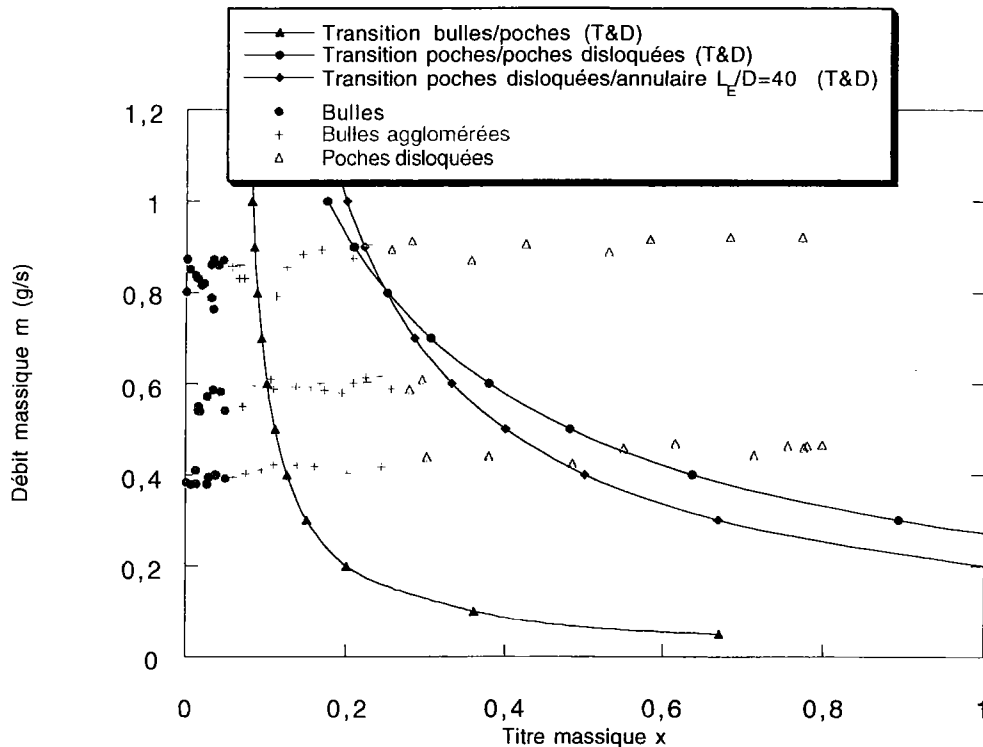


Figure III-39: Carte d'écoulement tracée à partir des résultats expérimentaux et des critères théoriques proposés par Taitel et Dukler (T&D).

Notons que les points expérimentaux correspondant aux écoulements à bulles et aux écoulements à bulles agglomérées sont les plus nombreux car ils sont plus faciles à mettre en oeuvre. Pour ces écoulements, le débit reste stable car la présence de gaz est encore minoritaire par rapport au liquide. La transition expérimentale entre ces deux écoulements ne correspond pas aux critères proposés par Züst et Bald (figure III-38) et Taitel et Dukler (figure III-39). Les deux critères prédisent l'existence de bulles sur une plage de titre massique beaucoup plus grande que celle observée expérimentalement.

On obtient ensuite, *expérimentalement*, une zone de transition entre bulles et poches disloquées pour des titres $25\% \leq x \leq 24\%$ soit $10\% \leq \alpha \leq 49\%$. Züst et Bald considère cette phase où la coalescence des petites bulles conduit à la formation de bulles de diamètre plus important comme un écoulement à poches [Züst, 1981]. Dans le cadre de nos expérimentations, il ne nous est pas possible d'affirmer l'existence de ces poches.

Les poches disloquées apparaissent *expérimentalement* au delà de ce titre massique de 24% et ce jusqu'à 80%. Taitel et Dukler propose un critère de transition qui suivant la figure III-39, est décalé par rapport à la transition expérimentale. Selon eux, l'écoulement à poches ne peut être obtenu qu'à partir d'une longueur d'établissement minimum. La figure III-39 nous montre que la longueur d'établissement nécessaire pour que le critère théorique soit le plus proche des résultats expérimentaux, est de l'ordre de $l_E/D=40$ mais cette transition est loin d'être satisfaisante.

Les figures III-38 et III-39 nous permettent de conclure que les critères existants dans la littérature ne sont pas adaptés à nos résultats expérimentaux. Concernant les critères de Taitel et Dukler, ce résultat ne surprend pas puisqu'ils ont été validés pour des mélanges eau-air qui présentent des propriétés très différentes de l'hélium diphasique.

Remarquons que l'article de Züst et Bald [Züst, 1981] ne précise pas le diamètre de tube (10 ou 38mm?) pour lequel il a tracé sa carte d'écoulement. Un tel paramètre peut influencer sur l'apparition ou non de certains écoulements tels que l'écoulement à poches ou l'écoulement à bulles. Dans le cas d'écoulement à bulles notamment, Taitel et Dukler suggèrent un diamètre en deçà duquel l'écoulement à bulles (bulles plus ou moins déformées) n'est plus observé [Taitel, 1980]; pour des écoulements d'hélium, le diamètre de canalisation doit être supérieur à 3.6mm afin d'observer des bulles.

- Représentation des résultats dans un diagramme du type Taitel et Dukler

On peut tracer cette carte d'écoulement en fonction des vitesses superficielles de gaz et de liquide comme Taitel et Dukler [Taitel, 1980]. Ce même type de carte (figure III-40) a été tracée à partir des résultats expérimentaux obtenus pour l'hélium diphasique et des critères proposés par Taitel et Dukler (équations (III-62), (III-63) et (III-64)) puisqu'ils sont fonction directement des vitesses superficielles.

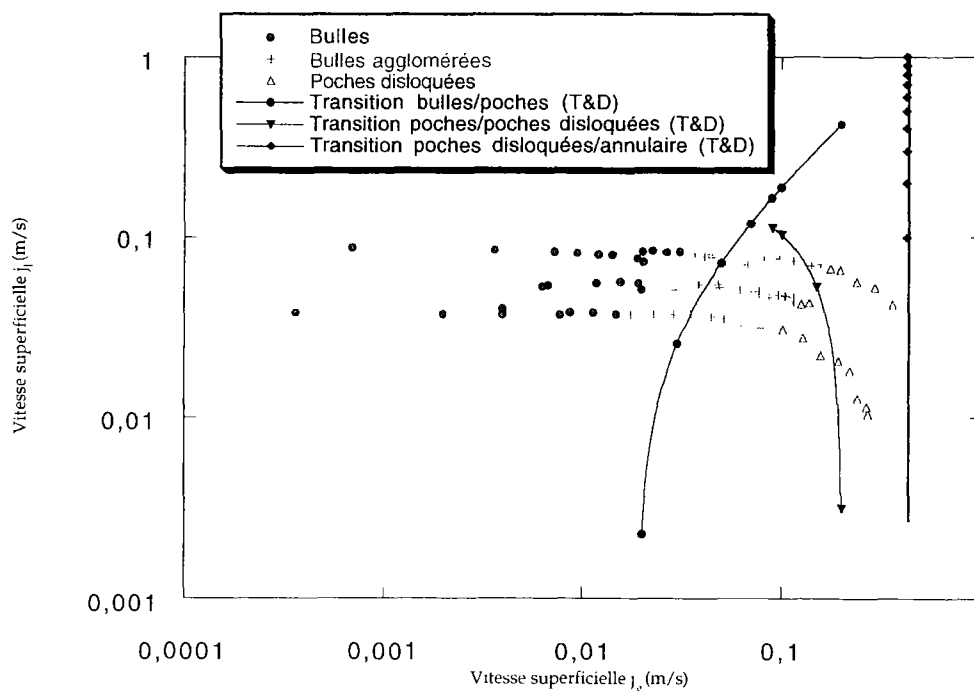


Figure III-40: Carte d'écoulement tracée en fonction des vitesses superficielles de gaz et de liquide, à partir des résultats expérimentaux et des critères théoriques.

Cette carte ne figure ici qu'à titre indicatif et ne fait que confirmer le fait que ces critères ne sont pas satisfaisants pour nos écoulements d'hélium diphasique.

De ce fait, des critères théoriques s'inspirant de ceux proposés par Züst et Bald ont été recherchés afin de mieux corrélérer les changements de configurations observés pour les écoulements verticaux diphasiques d'hélium. Les résultats correspondants sont présentés sur la figure III-41.

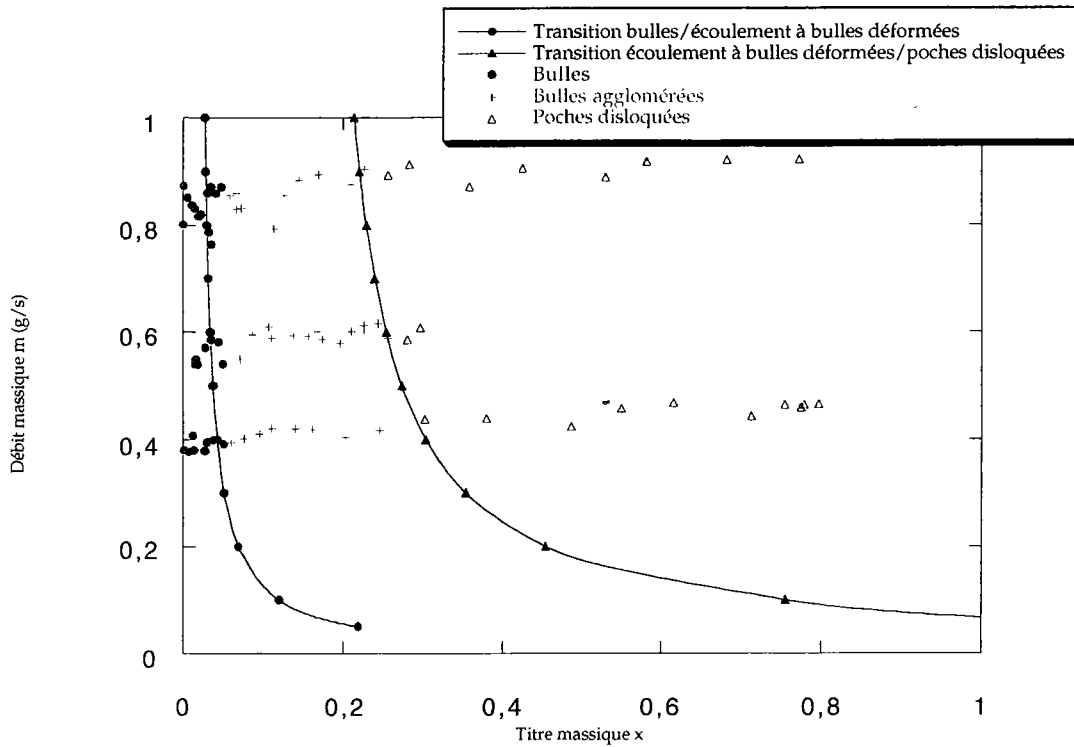


Figure III-41: Carte d'écoulement tracée en fonction du débit massique et titre massique, à partir des résultats expérimentaux et des critères définis pour les propriétés de l'hélium.

Pour des faibles débits tels que ceux étudiés dans le cadre de ce travail de recherche, on observe que la **transition écoulement à bulles/écoulement à bulles agglomérées apparaît pour un taux de vide voisin de 0.1** ce qui est plus faible que les valeurs annoncés dans la littérature de 0.25 et 0.3.

La transition suivante observée observée à x croissant introduit l'écoulement à poches disloquées. Notre critère de transition reprend le critère de Wallis (proposé dans l'article de Züst et Bald) qui correspond à la limite supérieure d'existence de l'écoulement à poches. L'évaluation numérique de ce critère a été proposée par Porteous [Porteous, 1969] avec un coefficient numérique adapté à ses mesures expérimentales. Dans le cadre de notre étude, ce coefficient a été évalué avec les résultats expérimentaux obtenus dans l'hélium et le critère de transition s'exprime alors de la manière suivante:

$$x = \frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} + \frac{0.05}{G} \left(\frac{g \cdot D \cdot \rho_g \cdot \rho_l^2}{\rho_l - \rho_g} \right)^{0.5} \quad \text{(III-68)}$$

RÉCAPITULATIF: Pour les écoulements verticaux d'hélium diphasique

- *transition écoulement à bulles/écoulement à bulles agglomérées :*

$$\langle \alpha \rangle \approx 0.1$$

- *transition écoulement à bulles agglomérées/écoulement à poches disloquées :*

$$x = \frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} + \frac{0.05}{G} \cdot \left(\frac{g \cdot D \cdot \rho_g \cdot \rho_l^2}{\rho_l - \rho_g} \right)^{0.5}$$

CONCLUSION

Les questions posées au début de cette étude étaient axées essentiellement sur le domaine d'existence des écoulements à bulles et sur la transition vers l'écoulement à poches. L'étude était nécessairement expérimentale, l'hélium étant trop différent des autres fluides largement étudiés tels que eau-vapeur par exemple.

La première partie du travail, longue et difficile, a donc consisté en la mise au point de l'installation et surtout des capteurs de taux de vide ou d'autres paramètres significatifs. Comme on l'a dit, ce n'est que grâce à un travail considérable et le support du service que finalement deux capteurs ont été mis au point.

Cependant, on doit souligner que si le capteur à électrons constitue une réalisation utilisable et performante, le capteur dit optique se révèle très suffisant pour caractériser l'écoulement à bulles et les transitions. Son coût très modeste incite à améliorer sa réalisation et sa fiabilité, en particulier au niveau qualité des fibres.

La seconde partie du travail, l'analyse expérimentale proprement dite, a permis d'obtenir des résultats originaux sur les écoulements verticaux d'hélium diphasique et en particulier sur les écoulements à bulles et la transition avec l'écoulement à poches disloquées. On a ainsi:

- filmé et photographié les configurations d'écoulement:

- la visualisation à travers des clichés photographiques et des films vidéo a permis de mettre en évidence ces grands types d'écoulements: bulles, transition, poches disloquées et annulaire ainsi que des gouttelettes en suspension avant l'assèchement complet du tube. Cette visualisation est très intéressante dans la mesure où elle nous amène à caractériser directement certains écoulements et notamment l'écoulement à bulles. En effet, les photos ont permis de mesurer le diamètre des bulles et les films vidéo, notamment ceux obtenus avec la caméra à vitesse d'obturation rapide, permettent de décomposer le mouvement des bulles et voir si elles ont un mouvement ascendant rectiligne ou en zig-zag.

- donné les limites d'existence de l'écoulement à bulles proprement dit,

- montré l'inexistence d'écoulements à poches,

- montré une pseudo-transition dans l'écoulement à bulles,

- cerné les frontières des autres configurations,

- validé une modélisation à deux vitesses, en particulier de type Zuber et infirmé l'accord avec un modèle de type Levy proposé par Khalil,

-
- d'étudier les fluctuations des signaux caractéristiques:

un autre point intéressant a été en effet l'approche par le traitement du signal du capteur optique et l'analyse fréquentielle a permis de mettre en évidence une fréquence caractéristique des bulles en fonction du débit. Quant à l'analyse probabiliste, elle constitue une réelle signature de chaque écoulement plus facilement exploitable.

Au terme de cette étude, que l'on appellerait volontiers pré-étude tant les écoulements analysés semblent posséder encore des mystères, il faut souligner les compléments prioritaires qui pourraient être faits.

Citons, par exemple:

- de pouvoir disposer d'un système parfaitement adiabatique,
- de pouvoir tester d'autres diamètres de conduites pour augmenter la généralité des conclusions,

- de pouvoir mesurer les fluctuations du taux de vide et d'être à même d'obtenir celle du champ de pression!

Le grand absent des réalisations est sans aucun doute le capteur de pression dont l'électronique non cryogénique supportait assez mal l'environnement imposé. Les progrès récents dans ce domaine devraient permettre de lui rendre la place qui lui revient dans la cour des grands!... Et de ce fait, apporter les compléments d'informations dont nous avons manqué.

- apporter des améliorations au capteur optique non intrusif, notamment en focalisant la lumière pour obtenir un faisceau parallèle qui traverse l'écoulement. Il serait également intéressant d'ajouter, dans le même plan, une fibre optique qui serait décalée par rapport à la fibre réceptrice d'un angle compris entre 90° et 180° par rapport à la fibre émettrice, donnant accès aux seuls évènements volumiques.

En fait, dans ce domaine cryogénique, il reste évident qu'avant d'étudier les phénomènes aussi complexes que les systèmes deux phases, il faut encore travailler l'instrumentation. S'il devait exister des suites à ce travail, malgré les grands progrès accomplis, ce serait de nouveau par cette porte instrumentale qu'il faudrait, à coup sûr, réouvrir l'étude.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] : AKAGAIVA K., SAKAGUCHI T. (1966)
Fluctuation of void ratio in two-phase flow
Bull. ASME, vol. 9, p. 104
- [2] : ALEXEYEV A.I., FILIPPOV Yu.P., MAMEDOV I.S., ROMANOV S.V. (1991)
Application of radio frequency method to measurements in cryogenics
Cryogenics 1991, vol.31, pp1020-1029
- [3] : ANTAL S.P., LAHEY P.T. Jr, FLAHERTY J.H. (1991)
International Journal of Multiphase Flow 1.-5
- [4] : BALD W.B., ZUST H., WOOSTER W. G. (1977)
An apparatus for visualizing continuous flow boiling in liquid helium I
Cryogenics, vol. 17, pp. 33-42
- [5] : BARNEA D., SHOHAM O., TAITEL Y. (1982)
Flow pattern transition for vertical downward two-phase flow
Chem. Eng. Sci. , vol. 37, p. 741
- [6] : BENDAT J.S., PIERSON A.G. (1971)
Random data: analysis and measurement procedures
Wiley-Interscience
- [7] : BOOM R.W., EL WAKIL M., Mc INTOSH G.E., KHALIL A. (1978)
Experimental investigation of helium I two phase flow pressure drop characteristics in vertical tubes
Proc ICEC 7, pp468-473
- [8] : BRODKEY R.S. (1967)
The phenomena of fluid motion
Reading MA : Addison Wesley
- [9] : CALDERBANK P.H. (1958)
Physical rate process in industrial fermentation. I. The interfacial area in gas liquid contacting with mechanical agitation
Trans. Inst. Chem.Eng., vol. 26, p. 443
- [10] : CASTAING B., CHABAUD B., HEBRAL B. (1992)
Hot wire anemometer operating at cryogenic temperatures
Rev. Sci. Instrum. 63 (9)

-
- [11] : CLAY P.H. (1950)
The mechanism of emulsion formation in turbulent flow
Proc. R. Soc. London Ser. A., vol 200, p 375
- [12] : CLIFT R., GRACE J.R., WEBER M.E. (1978)
Bubble, drops and particles
New York Academic Press 1978
- [13] : COLLINS R., De MORAES F.F., DAVIDSON J.F., HARRISON D. (1978)
The motion of large bubble using through liquid flowing in a tube
J. Fluid Mech., vol. 39, p. 497
- [14] : COPINET NOËL (1990)
Multidétecteur 4p INDRA
Simulation de la géométrie et étude des détecteurs au silicium
Thèse de l'Université de Caen soutenue le 23 Novembre 1990
- [15] : COULALOGLOU C.A., TAVLARIDES I.L. (1977)
Description of interaction processes in agitated liquid-liquid dispersions
Chemical Engineering Science, vol 32, pp1289-1297
- [16] : COUSINS L.B., DENTON W.H., HEWITT G.F. (1965)
Liquid mass transfer in annular two-phase flow
Paper presented at the symposium on two-phase flow,
Exeter, 21-23 June 1965 (paper C4)
- [17] : DAS P.K., KUMAR R., RANHRISHNA D. (1987)
Coalescence of drops in stirred dispersion. A white noise model for coalescence
Chemical Engineering Science, vol 42, pp213-220
- [18] : DAS R. , PATTANAYAK S. (1995)
Flow regime identification in cryogenic gas-liquid flow through vertical tubes
Cryogenics 1995, vol. 35, n°6, pp393-398
- [19] : DELHAYE J.M., GIOT M., RIETHMULLER M.L. (1981)
Thermohydraulics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering
Series in Thermal and Fluids Engineering, McGraw-Hill Book Company
- [20] : FEYNMAN, LEIGHTON, SANDS (1992)
Le cours de physique de Feynman. Electromagnétisme 2
InterEditions

-
- [21] : FORMIYAMA A., SOU A., ZUNI., KANAMI N., SAKAGUCHI T. (1995)
Effects on Eotvös Number and dimensionless liquid volumetric flux on lateral motion of a bubble in a laminar duct flow
Advances in Multiphase flow, A. Serizawa, T. Fukano and J. Bataille editors, Elsevier Science B.V.
- [22] : FRANC J.P., AVELLAN F. (1995)
La cavitation. Mécanismes physiques et aspects industriels
Presses Universitaires de Grenoble
- [23] : FRANCOIS M.X., VAN THINH N., DULUC M.C., WANG J., GUO F.Z.
Une méthode performante d'analyse des écoulements diphasiques
33rd Science Week 6-12 November 1993, Alepp, Syrian Arab Republic
- [24] : GOVIER G.W., AZIZ K. (1972)
The flow of complex mixtures in pipes
New York: Van Nostrand Reinhold
- [25] : GRIFFITH P., SNYDER J. (1964)
The bubbly-slug transition in a high velocity two-phase flow
MIT Report 5003-29
- [26] : GROSSETÊTE C. (1995)
Experimental investigation of void profile development in a vertical cylindrical pipe
Advances in Multiphase flow, A. Serizawa, T. Fukano and J. Bataille editors, Elsevier Science B.V.
- [27] : HARMATHY Tibor Z. (1960)
Velocity of large drops and bubbles in media of infinite or restricted extent
AIChE J, Vol 6 n°3 pp289-295
- [28] : HARUYAMA T. (1987)
Optical method for measurement of quality and flow patterns in helium two-phase flow
Cryogenics August 1987, vol 27 pp450-453
- [29] : HEWITT G.F., HALL-TAYLOR N.S. (1970)
Annular two-phase flow
Pergamon Press

-
- [30] : HINZE J.O. (1955)
Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes
AIChE J , Vol 3 n°2 pp281-287
- [31] : HUANG X. AND VAN SCIVER S.W. (1994)
An investigation into the performance of a venturi in two-phase helium flow
Advances in Cryogenic Engineering, Edited by P.Kittel, Plenum Press, New York
- [32] : HUANG X. AND VAN SCIVER S.W. (1996)
Performance of a venturi flow meter in two-phase helium flow
Cryogenics 1996, vol. 36, n°4
- [33] : IDELCIK J.E. (1969)
Memento des pertes de charges Coefficients de pertes de charges singulières et de pertes de charges par frottement
Eyrolles Editeur Paris
- [34] : INSTITUT INTERNATIONAL DU FROID (1995)
Cryogénie
Ses applications en supraconductivité
Techniques de l'Ingénieur
- [35] : JAKLEVIC J.M., MADDEN N.W., WIEGAND C.E. (1983)
A precision beta gauge using a plastic scintillator and photomultiplier detector
Nuclear Instruments and methods, Vol. 214, pp517-518
- [36] : JEBALI F., VAN THINH N., FRANCOIS M.X. (1996)
Pool boiling in superfluid helium on a thin horizontal wire
Eurotherm seminar n°48, Paderborn, September 18-20 1996
- [37] : JONES OWEN C. AND DELHAYE J.M. (1976)
Transient and statistical measurement techniques for two-phase flows: a critical review
Int J. Multiphase Flow, vol. 3, pp89-116
- [38] : JONES O.C. Jr, ZUBER N. (1975)
The interrelation between void fraction fluctuations and flow patterns in two-phase flow
Int. J. Multiphase flow, vol 2 pp273-306

-
- [39] : KATHEDER H., SÜSSER M. (1989)
Discharge coefficient of a classical venturi tube for measuring liquid helium flow
Cryogenics 1989, vol. 29
- [40] : KAY S.M. (1987)
Modern Spectral Estimation. Theory and Applications
Prentice Hall
- [41] : KHALIL A., Mc INTOSH G., BOOM R.W. (1981)
Experimental measurement of void fraction in cryogenic two-phase upward flow
Cryogenics July 1981, pp411-414
- [42] : LANDAU L., LIFCHITZ E. (1971)
Mécanique des fluides
Edition Mir Tome VI 1971
- [43] : LIU T.J. (1993)
Bubble size and entrance length effects on void development in a vertical channel
Int.J. Multiphase Flow, vol 19 n°1, pp99-113
- [44] : Mc CARTY R.D. (1972)
Thermophysical properties of helium -4 from 2 to 1500K with pressures to 1000 atmospheres
NBS Technical Notes, US Department of commerce, National Bureau of Standards
- [45] : MACFADYEN A.I., JENNINGS B.R. (1990)
Fibre-optic systems for dynamic light scattering: a review
Optic and Laser technology, vol.32, n°3
- [46] : MAHE M. (1991)
Etude des propriétés d'échange thermique de l'hélium diphasique en convection forcée
Thèse présentée à l'Université Pierre et Marie Curie soutenue en Décembre 1991
- [47] : MARCOU J., BULABOIS J. Club fibres optiques plastiques (1994)
Les fibres optiques : mise en oeuvre et applications
Masson

-
- [48] : MARPLE S.L. Jr (1980)
A new autoregressive spectrum analysis algorithm
IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Process, Vol. ASSP28, pp.441-454
- [49] : MATSUI G. (1984)
Identification of flow regimes in vertical gas-liquid two-phase flow using differential pressure fluctuations
Int.J. Multiphase Flow, vol 10 n°6, pp711-720
- [50] : MATSUI GOICHI (1986)
Automatic identification of flow regime in vertical two-phase flow rising differential pressure fluctuations
Nuclear Engineering and Design, ppp221-231
- [51] : MICHAEL S., LONGUET HIGGINS (1990)
Bubble noise spectra
J. Acoust. Soc. Am. 87(2)
- [52] : MICHIOYOSHI I., SERIZAWA A. (1965)
Turbulence in two phase bubbly flow
Nuclear Engineering and Design 95, pp253-267
- [53] : MISHIMA K., ISHII M. (1984)
Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes
Int.J. Heat Mass Transfer Vol 27 n°5 pp723-737
- [54] : NAKAGAWA S., HARAGUCHI K., SAKAMIYA and al. (1984)
Pressure drop and heat transfer in helium two-phase flow
Proc. ICEC 10, Butterworths, Guilford UK, p570
- [55] : NEUVÉGLISE DAMIEN (1995)
Comportement thermique d'une conduite horizontale chauffée refroidie par un écoulement diphasique d'hélium
Thèse de doctorat de l'Université Paris VI soutenue le 11 Juillet 1995
- [56] : PARTICLE DATA GROUP (1982)
Particle properties data booklet
From 'Review of Particle Properties'
Physics letters, vol 111B, April 1982
Printed at Lawrence Berkeley Laboratory
Available from Berkeley and Cern

-
- [57] : PORTEOUS A. (1969)
Prediction of the upper limit of the slug flow regime
Br. Chem. Engng. n°14, vol.9, pp117-119
- [58] : RADOVCICH N.A., MOISSIS R. (1962)
The transition from two-phase bubble flow to slug flow
MIT Report 7-7673-22
- [59] : Documentation commerciale de ROHM
Laser Diodes Data Book 95-96
ROHM Corporation
3034 Owen Drive, Jackson Business Park
- [60] : SATO Y., HARIZAWA A., HISHIDA K., MAEDA M. (1995)
Interaction between particle wake and turbulence in a water channel flow (PIV measurements and modelling for turbulence modification)
Advances in Multiphase flow, A. Serizawa, T. Fukano and J. Bataille editors, Elsevier Science B.V.
- [61] : SEVIK M., PARK S.H. (1973)
The splitting of drops and bubbles by turbulent fluid flow
Journal of Fluids Engineering, March 1973, pp 53-63
- [62] : SCHLICHTING H.
Boundary layer theory
New York McGraw-Hill
- [63] : SCHMIDT CURT (1981)
Review of steady state and transient heat transfer in pool boiling helium I
Science et Techniques du froid; I. I. du froid; Commission A1/2; Saclay;
Stabilité des supraconducteurs en hélium I et II; 16-19 Nov. 1981.
- [64] : SCOTT D., TAPIA R.W. AND THOMPSON J.R. (1980)
Non parametric probability density estimation by discrete penalized-likelihood criteria
The annals of statistics, 8, pp 820-832
- [65] : TAITEL Y., BARNEA D., DUKLER A.E. (1980)
Modeling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes
AIChE J, Vol 36 p345

-
- [66] : TENNEKES AND LUMLEY (1972)
A first course in turbulence
MIT Presse Cambridge
- [67] : TONG L.S (1965)
Boiling heat transfer and two-phase flow
John Wiley & Sons, INC
- [68] : TURNER R.G., HUBBARD M.G., DUKLER A.E. (1969)
Analysis and prediction of minimum flow rate for the continuous removal of liquid from gas wells
J. Pel. Technol., vol. 21, p. 1475
- [69] : TUTU N.K. (1984)
Pressure drop fluctuations and bubble-slug transition in a vertical two phase air-water flow
Int.J. Multiphase Flow, vol 10 n°2, pp211-216
- [70] : UNGAR S. (1989)
Fibres optiques : théorie et applications
Dunod
- [71] : VAN SCIVER STEVEN W. (1986)
Helium cryogenics
Plenum Press, New York
- [72] : VAN THINH N, DULUC M.C., MAHÉ M., FRANCOIS M.X., GUO F.Z.
Analyse des fluctuations caractéristiques dans les écoulements diphasiques liquide gaz
Actes du congrès SFT 94 (Société Française des Thermiciens),
Paris 17-19 Mai 1994
- [73] : VAN THINH (1997)
Caractérisation des différents régimes d'écoulements diphasiques verticaux liquide-gaz d'hélium par le Traitement Numérique du Signal
Rapport intermédiaire du 30/06/97 de la convention entre le LIMSI-CNRS et le DAPNIA-STCM dans le cadre du programme d'étude des écoulements d'hélium (Contrat n° SAV 25043/VCH)
- [74] : WALLIS G.B. (1969)
One dimensional two-phase flow
Mc Graw Hill

-
- [66] : TENNEKES AND LUMLEY (1972)
A first course in turbulence
MIT Presse Cambridge
- [67] : TONG L.S (1965)
Boiling heat transfer and two-phase flow
John Wiley & Sons, INC
- [68] : TURNER R.G., HUBBARD M.G., DUKLER A.E. (1969)
Analysis and prediction of minimum flow rate for the continuous removal of liquid from gas wells
J. Pel. Technol., vol. 21, p. 1475
- [69] : TUTU N.K. (1984)
Pressure drop fluctuations and bubble-slug transition in a vertical two phase air-water flow
Int.J. Multiphase Flow, vol 10 n°2, pp211-216
- [70] : UNGAR S. (1989)
Fibres optiques : théorie et applications
Dunod
- [71] : VAN SCIVER STEVEN W. (1986)
Helium cryogenics
Plenum Press, New York
- [72] : VAN THINH N, DULUC M.C., MAHÉ M., FRANCOIS M.X., GUO F.Z.
Analyse des fluctuations caractéristiques dans les écoulements diphasiques liquide gaz
Actes du congrès SFT 94 (Société Française des Thermiciens),
Paris 17-19 Mai 1994
- [73] : VAN THINH (1997)
Caractérisation des différents régimes d'écoulements diphasiques verticaux liquide-gaz d'hélium par le Traitement Numérique du Signal
Rapport intermédiaire du 30/06/97 de la convention entre le LIMSI-CNRS et le DAPNIA-STCM dans le cadre du programme d'étude des écoulements d'hélium (Contrat n° SAV 25043/VCH)
- [74] : WALLIS G.B. (1969)
One dimensional two-phase flow
Mc Graw Hill

-
- [66] : TENNEKES AND LUMLEY (1972)
A first course in turbulence
MIT Presse Cambridge
- [67] : TONG L.S (1965)
Boiling heat transfer and two-phase flow
John Wiley & Sons, INC
- [68] : TURNER R.G., HUBBARD M.G., DUKLER A.E. (1969)
Analysis and prediction of minimum flow rate for the continuous removal of liquid from gas wells
J. Pel. Technol., vol. 21, p. 1475
- [69] : TUTU N.K. (1984)
Pressure drop fluctuations and bubble-slug transition in a vertical two phase air-water flow
Int.J. Multiphase Flow, vol 10 n°2, pp211-216
- [70] : UNGAR S. (1989)
Fibres optiques : théorie et applications
Dunod
- [71] : VAN SCIVER STEVEN W. (1986)
Helium cryogenics
Plenum Press, New York
- [72] : VAN THINH N, DULUC M.C., MAHÉ M., FRANCOIS M.X., GUO F.Z.
Analyse des fluctuations caractéristiques dans les écoulements diphasiques liquide gaz
Actes du congrès SFT 94 (Société Française des Thermiciens),
Paris 17-19 Mai 1994
- [73] : VAN THINH (1997)
Caractérisation des différents régimes d'écoulements diphasiques verticaux liquide-gaz d'hélium par le Traitement Numérique du Signal
Rapport intermédiaire du 30/06/97 de la convention entre le LIMSI-CNRS et le DAPNIA-STCM dans le cadre du programme d'étude des écoulements d'hélium (Contrat n° SAV 25043/VCH)
- [74] : WALLIS G.B. (1969)
One dimensional two-phase flow
Mc Graw Hill

ANNEXE I

ANNEXE I

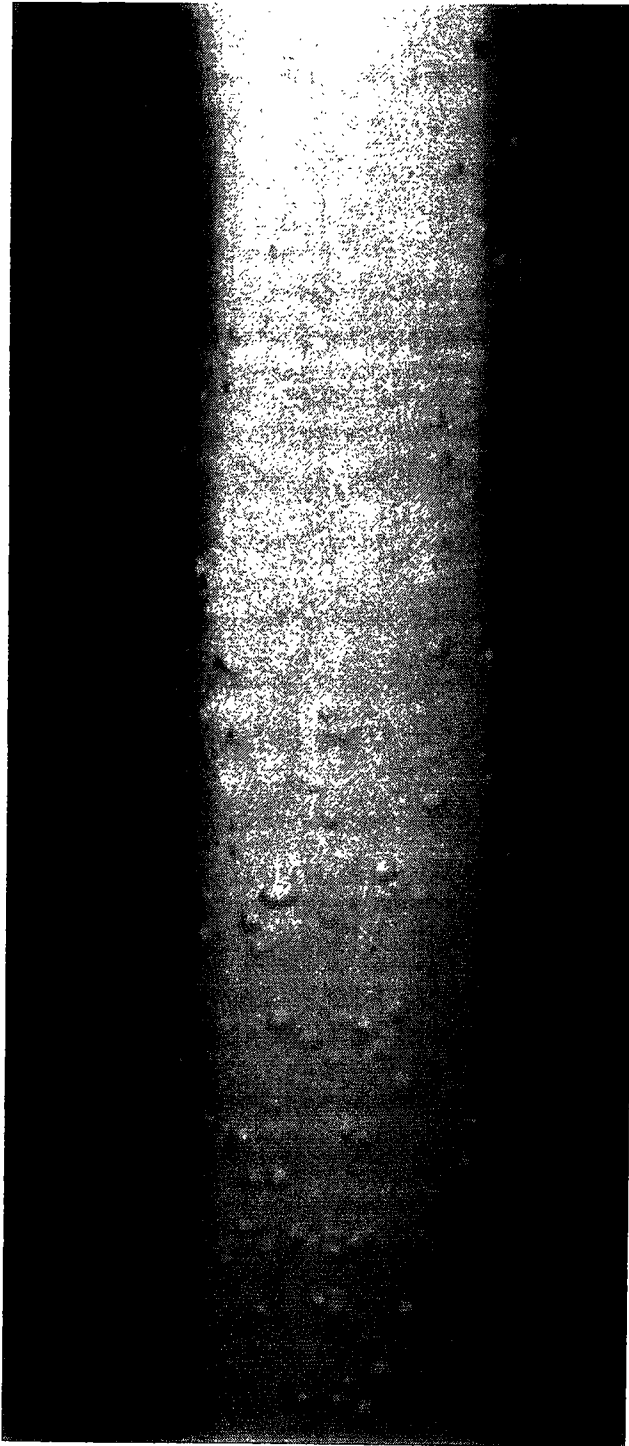


Figure A1-1: Écoulement à bulles sous-refroidi; titre massique $x=-0.0325$ et débit massique $m=0.504\text{g/s}$.

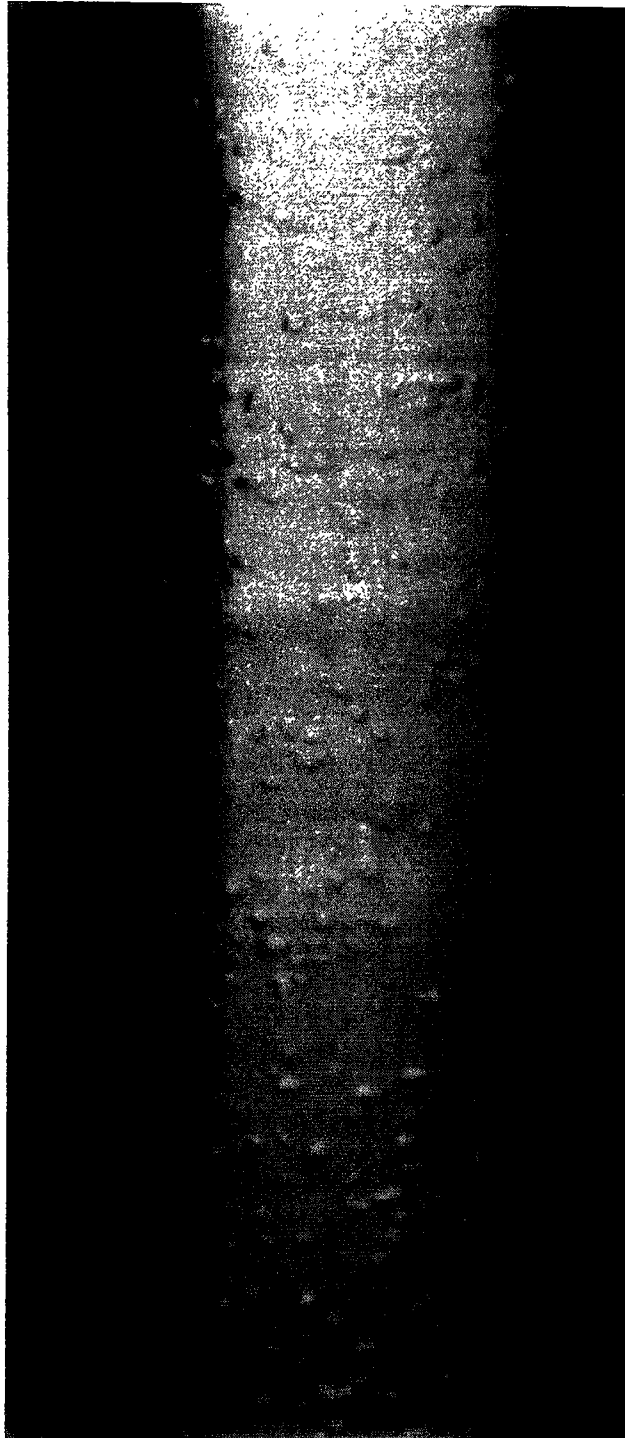


Figure A1-2: Écoulement à bulles sous-refroidi; titre massique $x=-0.0452$ et débit massique $m=0.5898\text{g/s}$.

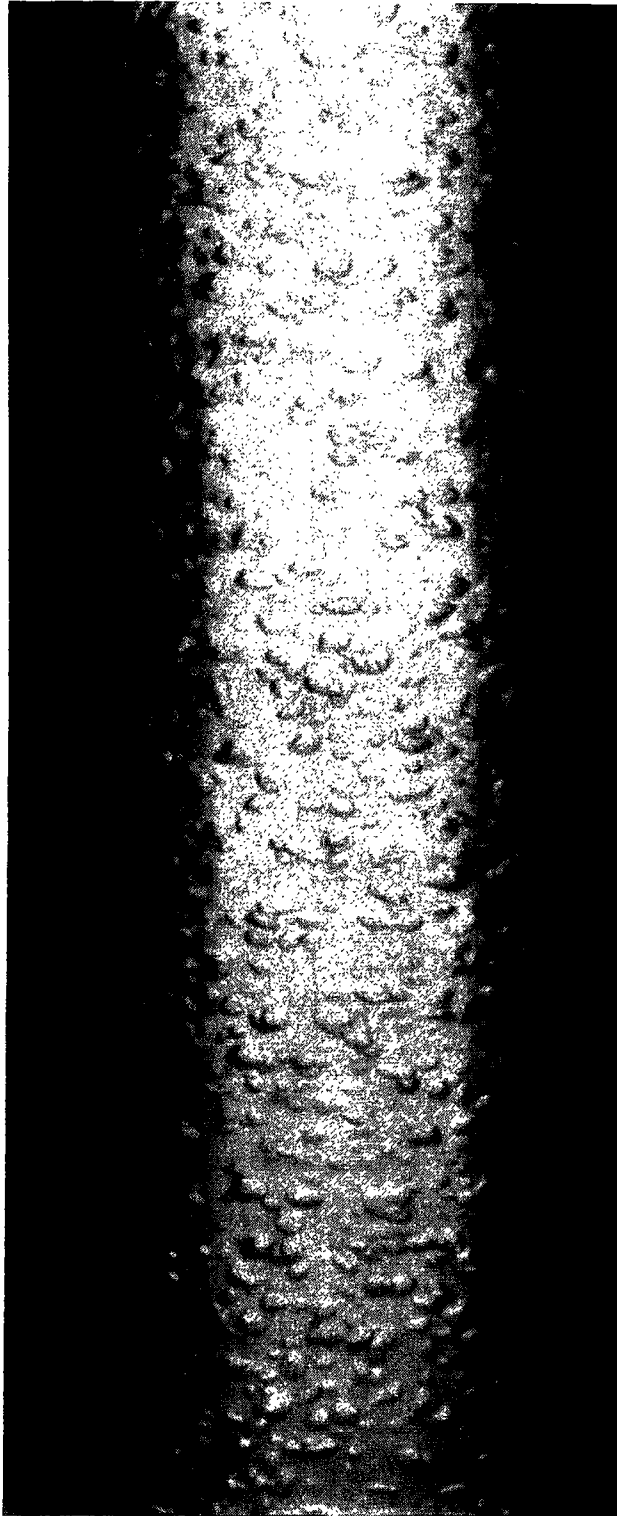


Figure A1-3: Écoulement à bulles; titre massique $x=-0.016$ et débit massique $m=0.574\text{g/s}$

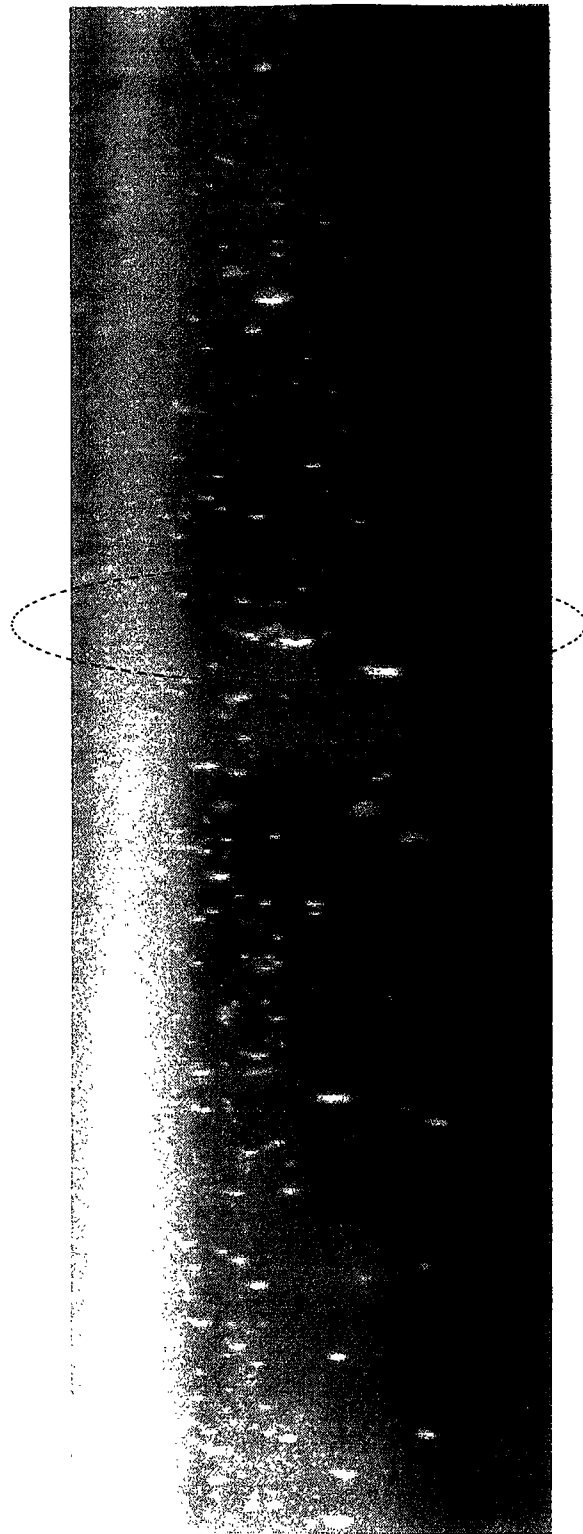


Figure A1-4: Écoulement à bulles avec la présence d'un dôme sphérique; titre massique $x=0.01$ et $m=0.75\text{g/s}$.

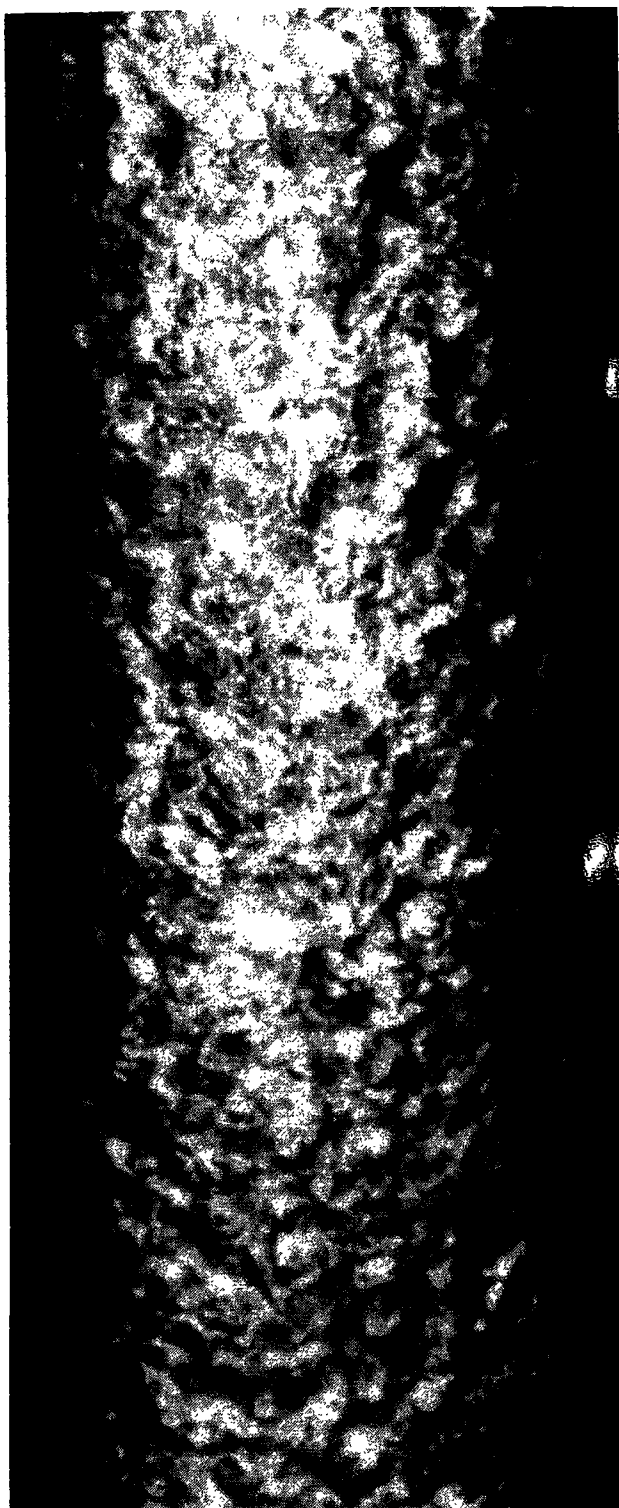


Figure A1-5: Écoulement à bulles; titre massique $x=0.044$ et débit massique $m=0.521\text{g/s}$.

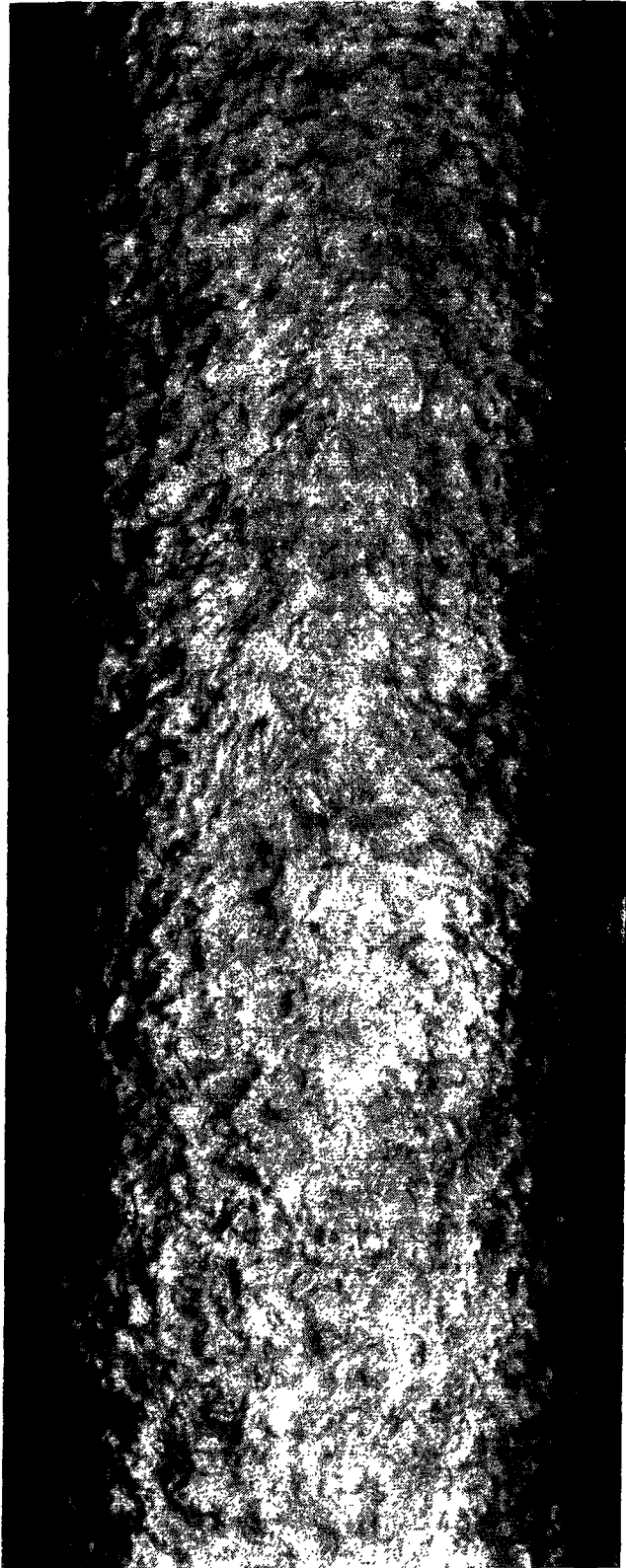


Figure A1-6: Écoulement à bulles agglomérées; titre massique $x=0.181$ et débit massique $m=0.80\text{g/s}$.



Figure A1-7: Écoulement à poches disloquées; titre massique $x=0.427$ et débit massique $m=0.832\text{g/s}$.

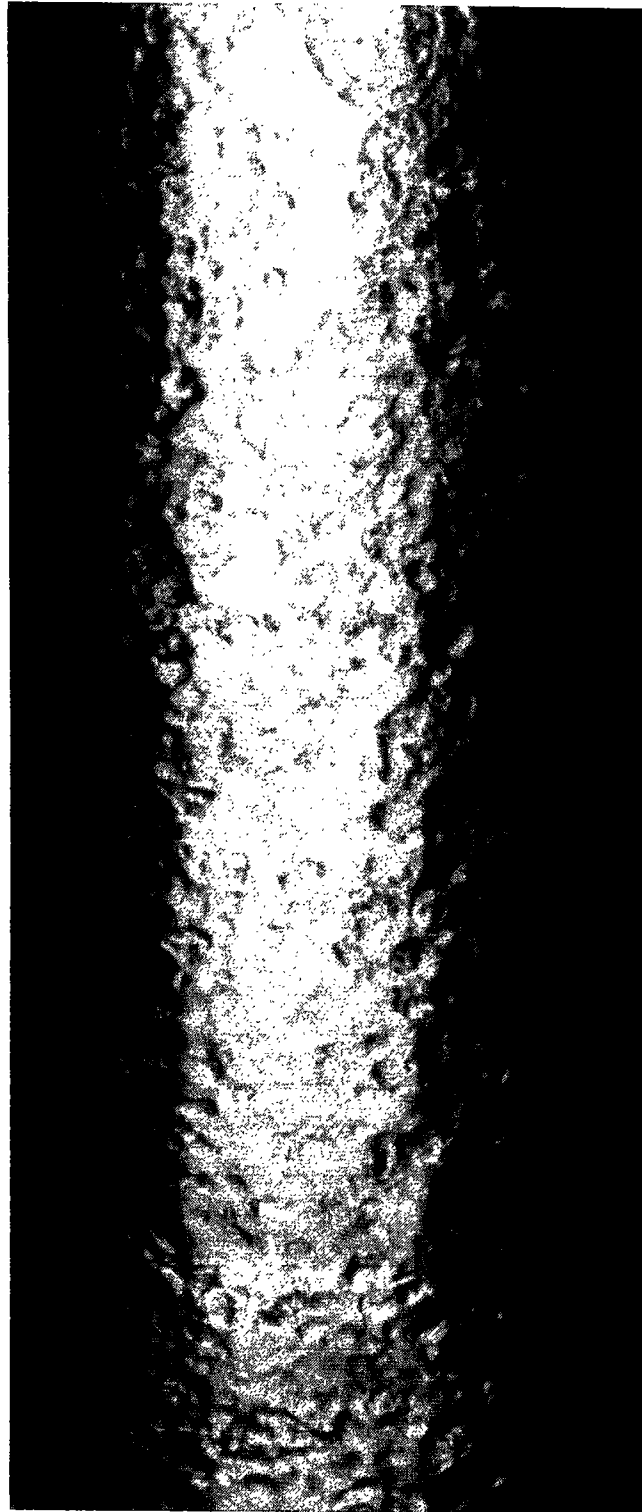


Figure A1-8: Écoulement annulaire; titre massique $x=0.77$ et débit massique $\dot{m}=0.61\text{g/s}$

ANNEXE II

ANNEXE II

LES MÉTHODES D'ANALYSE DES SIGNAUX

Deux méthodes d'analyse ont été utilisées afin de caractériser les signaux obtenus à partir du capteur à fibres optiques non intrusives. La première est l'analyse spectrale (sous deux forme classique ASC et paramétrique ASP) et la seconde l'analyse probabiliste (densité de probabilité PDF). Ces deux méthodes font appels à des concepts mathématiques développés dans les paragraphes suivants.

I Analyse spectrale

I-1 Méthodologie [Van Thinh, 1997]

On dispose d'une séquence de N valeurs $\{x_n; n = 1, \dots, N\}$ enregistrées lors d'un processus aléatoire, à des intervalles réguliers; cette série de valeurs aléatoires est également appelée série chronologique (time-series analysis). Cette série est analysée par une méthode faisant partie du traitement du signal et étant donné que ce traitement est obtenu sous forme de valeurs échantillonnées discrètes, on parle de traitement numérique du signal.

L'une des fonctions du traitement du signal est la *caractérisation* ce qui permet de dégager un ensemble de paramètres pertinents que l'on peut qualifier de *signatures*. Les signaux étudiés sont supposés stationnaires jusqu'à l'ordre 2, la caractérisation est alors qualifiée de caractérisation du 2^{ème} ordre. On définit et étudie certaines grandeurs finies du 2^{ème} ordre pour une telle caractérisation: les plus courantes sont des fonctions d'inter et d'autocorrélation et les densités spectrales associées.

I-2 Méthode d'analyse spectrale

Dans les méthodes dites classiques, la densité spectrale est obtenue à partir de la transformée de Fourier discrète du signal. Les relations correspondantes sont [Kay, 1987]:

- transformée de Fourier discrète:

$$X_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n \cdot e^{-j \frac{2\pi kn}{N}} \quad (A2-1)$$

$$k=0,1, \dots, N-1$$

- estimation de la densité spectrale:

$$G_k = G(f_k) = \frac{2h}{N} |X_k|^2 \quad (\text{A2-2})$$

h désignant la période d'échantillonnage et T-N.h la durée finie du signal. Les X_k sont calculés par l'algorithme FFT bien connu. Les estimations sont définies pour chaque fréquence $f_k=k/T$ et la fréquence de coupure a lieu quand $k=N/2$. La résolution est $\Delta f=1/T$.

On voit ainsi les limitations de ces méthodes. Elles présentent deux limitations de nature antagonistes:

- finesse d'analyse : pouvoir de résolution limité du à la durée limitée du signal,

- stabilité statistique: amélioration de l'estimateur en moyennant sur des tranches successives du signal, ce qui conduit, pour une durée d'observation donnée, à diminuer la durée de chaque tranche élémentaire.

La durée finie du signal entraine pour cette estimation le phénomène bien connu des lobes secondaires. On peut adopter divers fenêtres pour diminuer cet effet mais cette atténuation des lobes secondaires est obtenu au prix d'un élargissement du pic central.

I-3 Méthodes paramétriques

Le but des méthodes paramétriques plus récentes et dites « nouvelles » est de permettre de surmonter les limitations des méthodes classiques citées ci-dessus. Le principe de ces méthodes paramétriques consiste à modéliser le signal étudié par un modèle caractérisé par un nombre de paramètres pas trop important.

I-3-a modélisation du signal

Le signal étudié x_n est modélisé comme la sortie d'un système linéaire invariant dont l'entrée est la suite u_n . Il est donc la solution de l'équation aux différences linéaires suivante:

$$x_n + \sum_{m=1}^p a_m \cdot x_{n-m} = u_n + \sum_{m=1}^q b_m \cdot u_{n-m} \quad (\text{A2-3})$$

Le modèle le plus étudié est celui pour lequel: $b_m = 0$ ($\forall m$)

$$x_n = - \sum_{m=1}^p a_m \cdot x_{n-m} + u_n \quad (\text{A2-4})$$

p est l'ordre du modèle et le vecteur a_p tel que $a_p^t = (a_1, a_2, \dots, a_p)$ définit les coefficients du modèle.

Si u_n est un bruit blanc centré, le modèle développé précédemment est un modèle AR (Auto Régressif).

I-3-b estimation de la densité spectrale

La densité spectrale est donnée par:

$$G(f) = \frac{h \cdot \sigma_u^2}{\left| 1 + \sum_{m=1}^p a_m \cdot e^{-j2\pi f m h} \right|^2} \quad (\text{A2-5})$$

σ_u^2 est la variance de u .

I-3-c méthode adoptée

Dans notre étude, la méthode paramétrique adoptée est la méthode dite de « covariance modifiée » [Kay, 1987] utilisant un algorithme de calcul rapide développé par Marple [Marple, 1980]. Le principe est le suivant:

Pour un signal x_n , on introduit respectivement les prédicteurs linéaires futur et rétrograde d'ordre p :

$$x_n^f = - \sum_{i=1}^p a_i \cdot x_{n-i} \quad x_{n-p}^b = - \sum_{i=1}^p a_i \cdot x_{n-p+i} \quad (\text{A2-6})$$

et les erreurs de prédiction correspondantes:

$$e_p^f(n) = x_n - x_n^f \quad e_p^b(n) = x_{n-p} - x_{n-p}^b \quad (\text{A2-7})$$

La méthode consiste à chercher le vecteur a_p qui minimise la forme:

$$\rho_p^{fb} = \frac{1}{2} \left[\sum_n (e_p^f(n)^2 + e_p^b(n)^2) \right] \quad (\text{A2-8})$$

Suivant la sommation sur n , on a les méthodes suivantes:

- $1 \leq n \leq N + p$ (en supposant $x_n = 0$ pour $n < 1$ et $n > N$): introduction de fausses données: méthode de l'autocorrélation

- $p + 1 \leq n \leq N$ pas de fausses données: méthode de la covariance modifiée.

C'est cette dernière méthode qui a été adoptée dans cette étude.

Cela conduit aux équations normales suivantes:

$$R_p A_p = B_p \quad (A2-9)$$

où les éléments de la matrice $r_p(i,j)$ de la matrice R_p sont:

$$r_p(i,j) = \sum_{n=p+1}^N (x_{n-i}x_{n-j} + x_{n-p+i}x_{n-p+j}) \quad 0 \leq i, j \leq p \quad (A2-10)$$

et les vecteurs A_p et B_p sont tels que:

$$A_p^t = (1, a_1, \dots, a_p) \quad B_p^t = (2\rho_p^{fb}, 0, \dots, 0) \quad (A2-11)$$

La résolution du système (A2-9) est effectuée suivant l'algorithme de Marple [Marple, 1980] nécessitant $Np + 6p^2$ opérations au lieu d'un nombre d'opérations proportionnel à p^3 par la résolution directe.

La méthode de la covariance modifiée apparait comme donnant des estimations spectrales statistiquement stables avec une grande résolution [Kay, 1987].

L'estimation de la densité spectrale selon Jones et Zuber [Jones, 1975] dépend de l'ordre p du modèle. Plutôt que d'utiliser certains critères proposés (FPE, AIC, CAT [Marple, 1980]) pour l'étude des signaux AR générés, nous avons choisi l'ordre p comme étant celui qui donne le moindre écart entre l'énergie du signal des fluctuations obtenue à partir de l'analyse spectrale et la valeur quadratique moyenne du signal.

II Analyse probabiliste

La fonction de densité de probabilité décrit la probabilité qu'une donnée prenne une valeur située dans un intervalle défini à un instant t . Sa principale application est d'établir une description probabiliste des valeurs instantanées d'une série chronologique [Bendat, 1971].

II-1 Estimation de la densité de probabilité

II-1-1 Définition de l'histogramme

Considérons un signal $x(t)$ défini sur une durée T . Pour un intervalle $h < T$, on définit:

$$\hat{P}(x, h) = \text{Prob} \left[\left(x - \frac{h}{2} \right) \leq x(t) \leq \left(x + \frac{h}{2} \right) \right] \quad (\text{A2-12})$$

soit
$$\hat{P}(x, h) = \frac{1}{T} \sum_i \Delta t_i = \frac{N_x}{T} \quad (\text{A2-13})$$

Δt_i désignant l'intervalle de temps pendant lequel $x(t)$ est dans l'intervalle $x \pm \frac{h}{2}$.

La densité de probabilité $p(x)$ est alors:

$$p(x) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{P(x)}{h} = \lim_{\substack{T \rightarrow \infty \\ h \rightarrow 0}} \frac{\hat{P}(x, h)}{h} = \lim_{\substack{T \rightarrow \infty \\ h \rightarrow 0}} \hat{p}(x) \quad (\text{A2-14})$$

avec
$$\hat{p}(x) = \frac{\hat{P}(x, h)}{h} = \frac{N_x}{T \cdot h} \quad (\text{A2-15})$$

Si $x(t)$ est échantillonné en N valeurs $\{x_n; n = 1, \dots, N\}$, on a:

$$\hat{p}(x) = \frac{N_x}{N \cdot h} \quad (\text{A2-16})$$

où N_x est le nombre de valeurs contenues dans l'intervalle $x \pm \frac{h}{2}$.

La méthode ainsi définie correspond à la méthode de l'histogramme.

On peut montrer que le biais et la variance de cet estimateur sont respectivement:

$$b[\hat{p}(x)] \approx \frac{h^2}{24} p''(x) \quad \text{et} \quad \text{Var}[\hat{p}(x)] \approx \frac{p(x)}{N \cdot h} \quad (\text{A2-17})$$

Un estimateur est jugé satisfaisant s'il possède un biais et une variance aussi faibles que possible. On remarque ainsi que dans cette estimation de la densité de probabilité par l'histogramme, le choix de h est soumis à deux contraintes contradictoires: une grande valeur de h est nécessaire pour réduire l'erreur statistique aléatoire ε_r (liée à $\text{Var}[\hat{p}(x)]$) et une faible valeur de h réduit l'erreur statistique systématique ε_b (liée à $\text{Biais}[\hat{p}(x)]$). Un compromis entre ces deux contraintes doit être fait pour le choix de h .

II-1-2 Estimation à vraisemblance maximum

Considérons toujours la suite aléatoire de N échantillons observés $\{x_n; n = 1, \dots, N\}$. On définit une *fonction de vraisemblance* $I(f)$ à partir de la densité de probabilité $f(x)$ des x , par:

$$I(f) = \prod_{i=1}^n f(x_i) \quad (\text{A2-18})$$

Toute fonction f vérifiant les conditions de densité de probabilité, à savoir:

$$\int f(x) dx = 1$$

$$f(x) > 0 \quad (\text{A2-19})$$

et en rendant $I(f)$ maximum, est appelée *estimation à vraisemblance maximum*.

La difficulté avec la formulation de la fonction de vraisemblance sous cette forme provient du fait qu'une combinaison linéaire de fonctions delta de Dirac aux points considérés satisfait aux conditions précédentes et entraîne une valeur infinie pour $I(f)$ rendant impossible l'existence d'une estimation à vraisemblance maximum.

On définit une fonction de vraisemblance dite « *pénalisée* »:

$$I_p(f) = \prod_{i=1}^N f(x_i) \cdot e^{-\phi(f)} \quad (\text{A2-20})$$

avec les mêmes conditions pour f .

Toute solution rendant $I_p(f)$ maximum constitue une *estimation à vraisemblance pénalisée maximum*.

- Méthode adoptée

Dans notre étude, la méthode adoptée est celle développée par Scott, Tapia et Thompson [Scott, 1980] qui considère la fonctionnelle:

$$\phi(f) = \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} f^{(s)}(x)^2 dx \quad (\text{A2-21})$$

où $f^{(s)}$ désigne la dérivée d'ordre s de $f(x)$. Les auteurs ont restreint l'étude à $s=2$
 α est appelé *terme de pénalité*.

Cette méthode présente les plus faibles erreurs d'estimation par rapport à d'autres méthodes. Pour un échantillon donné, cette estimation s'approche de la densité

vraie quand le pas h tend vers zéro. Ainsi la méthode est plus efficace pour un choix de h faible que la méthode de l'histogramme. Pour ces différentes raisons, elle a été adoptée dans notre étude.

ANNEXE III

ANNEXE III
LES CAPTEURS OPTIQUES

I Le principe de fonctionnement du capteur optique

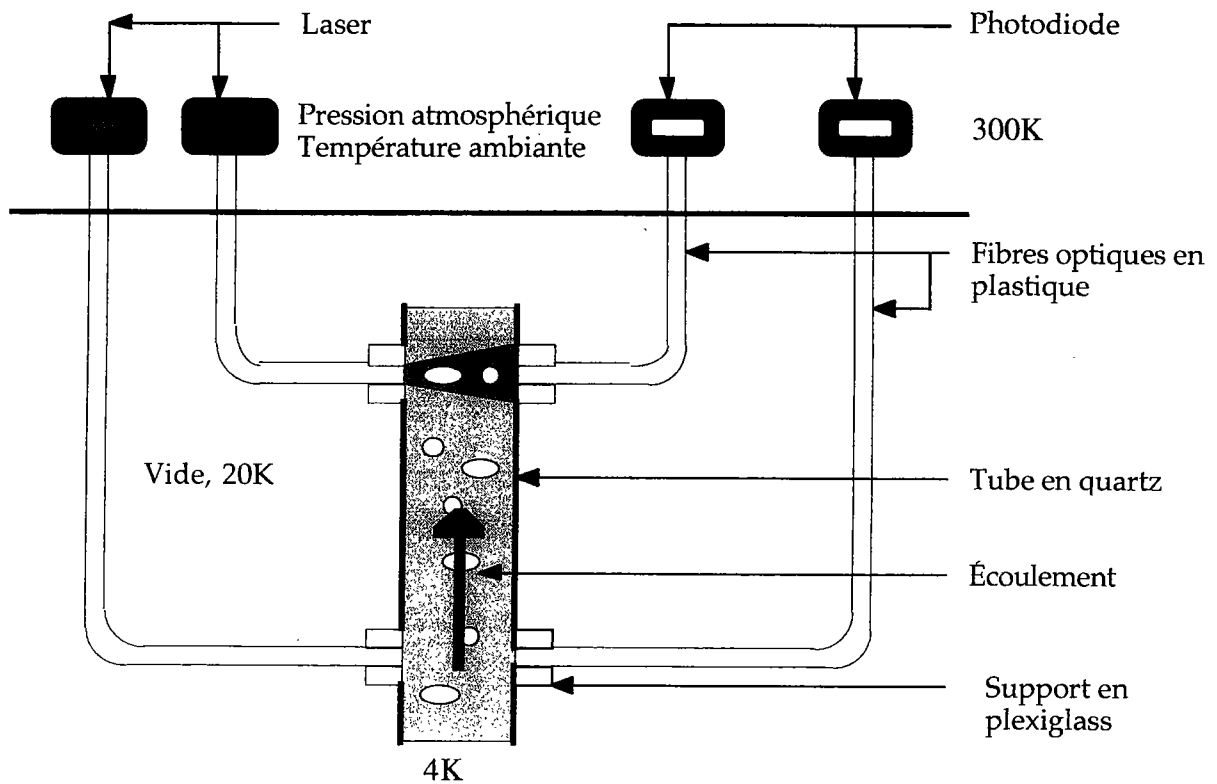


Figure A3-1: Schéma du capteur à fibres optiques.

La fibre émettrice associée au laser permet de conduire une onde lumineuse jusqu'à l'écoulement, dont une partie de la puissance sera récupérée par la fibre réceptrice (figure A3-1). Le flux ϕ_e (ou puissance) total disponible à l'entrée de la fibre émettrice et émis par le laser s'exprime de la manière suivante:

$$\phi_e = \frac{2\pi}{n+1} I_0 \quad (\text{A3-1})$$

avec n caractéristique du laser variant typiquement de 1.1 à 1.4
 I_0 intensité émise dans l'axe du laser

Cette puissance est associée à une intensité lumineuse axiale qui se définit comme le rapport de la puissance émise dans un cône étroit suivant l'axe du laser et l'angle délimité par ce cône (voir figure A3-2). Dans notre cas, l'écoulement est traversé par un cône de lumière rouge (longueur d'onde $\lambda=650\text{nm}$) d'angle $\theta_{1/2}=29.21^\circ$ dans l'hélium liquide ($\theta_{1/2}=29.89^\circ$ dans l'hélium gaz), après traversée de la paroi du tube en quartz.

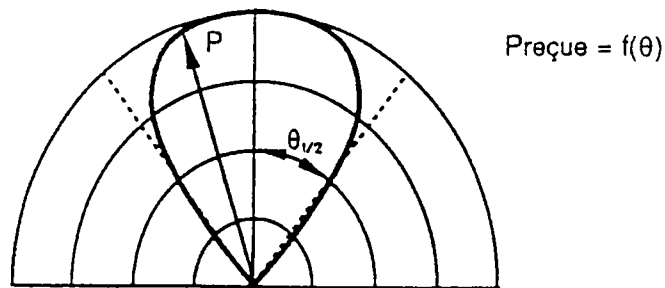


Figure A3-2: Diagramme d'émission

Une estimation raisonnable de la puissance totale peut être également faite au moyen de la formule suivante [Marcou, 1994]:

$$\phi_e = J \cdot \theta_{1/2} \quad (\text{A3-2})$$

Quand l'écoulement diphasique passe à travers cette onde lumineuse, la lumière émise par le laser est dispersée par les bulles. Le changement d'intensité lumineuse est recueillie par la photodiode par l'intermédiaire de la fibre réceptrice.

Cette photodiode est basée sur le comportement d'une jonction semi-conductrice PN lorsqu'elle est soumise à un éclairage lumineux. Dans le domaine du visible (ce qui est notre cas), les détecteurs associés aux fibres optiques plastiques sont en silicium. Lorsqu'il est illuminé, un matériau semi-conducteur (présentant ou non une jonction PN) peut absorber de la lumière si la longueur d'onde de celle-ci est inférieure à une certaine valeur caractéristique du matériau; pour le silicium, cette valeur limite est 1100nm. Chaque photon qui disparaît dans le matériau libère une énergie utilisée pour transformer un électron de valence en électron de conduction, et donc créer un trou. Deux situations sont à envisager selon que la région où la paire électron de conduction/trou prend

naissance, présente un champ électrique interne ou non (voir figure A3-3). En l'absence de champ électrique et dans le cas d'une diode silicium, le résultat global est une fourniture d'énergie au matériau.

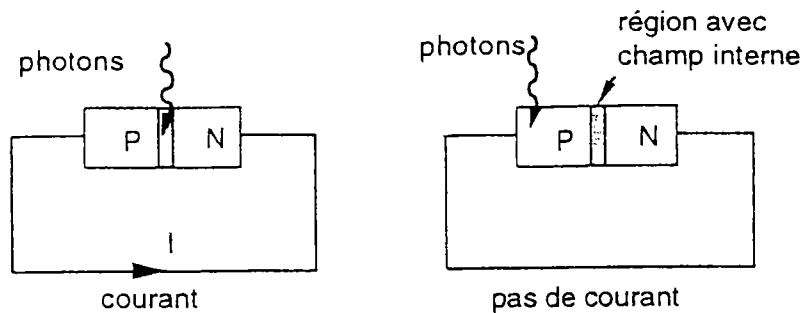


Figure A3-3: Effet du champ interne [Marcou, 1994].

La situation la plus utile est celle qui a lieu en présence d'un champ électrique interne, comme c'est le cas dans une région particulière située au contact des deux zones dopées P et N d'une jonction. Si la lumière y est absorbée, les électrons de conduction et les trous créés sont séparés par le champ et, compte tenu de son sens, aspirés dans la région où ils sont déjà les plus nombreux, soit la région N pour les électrons de conduction et la région P pour les trous. Par continuité du courant, si la photodiode est court-circuitée ou au moins fermée sur une très faible résistance, la séparation des particules à l'intérieur du matériau se traduit par le passage d'un électron dans le circuit extérieur. En d'autres termes, la puissance optique P est transformée en courant électrique proportionnel.

Dans une diode classique utilisée pour le redressement en électronique, la région présentant un champ électrique est de très faible épaisseur. Il en résulte que la quantité de lumière absorbée effectivement transformée en courant électrique est, dans ces conditions, très faible. Pour améliorer le rendement de cette conversion opto-électronique, une structure mieux adaptée a été imaginée: dans la photodiode PIN (voir figure A3-4), la présence d'une couche supplémentaire sans dopage, dite « intrinsèque » (d'où la présence du I dans sa dénomination), permet d'accroître le volume efficace pour la conversion. Pour une photodiode PIN bien conçue, surtout si elle est légèrement polarisée en sens inverse, la conversion photons-courant est presque totale. Il est à noter que le phénomène de conversion de la lumière en charges électriques à l'intérieur du semi-conducteur est extrêmement rapide. Mais, comme toute diode, un photodétecteur présente une capacité de jonction qui, associée à la résistance d'utilisation, introduit une certaine constante de temps. Dans notre cas, les photodiodes PIN utilisées sont en silicium et du type FDR850IR-H28E850IR (photodiodes produites par Fibre Data Group). Ces photodiodes sont protégées par un boîtier plastique pour une

utilisation plus confortable et leur fréquence de coupure est élevée (de l'ordre de $5\text{ns}=200\text{ Mhz}$).

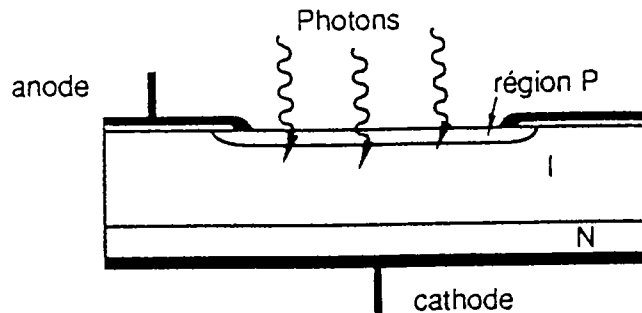


Figure A3-4: Principe de la photodiode PIN [Marcou, 1994].

II Évaluation de la variation de la puissance lumineuse

La variation de puissance ϕ_r présentée précédemment peut être calculée à partir d'un bilan de pertes du système (laser, fibres émettrice et réceptrice, photodiode) qui s'exprime de la manière suivante [Marcou, 1994], [Ungar, 1989]:

$$10.\log\left(\frac{\phi_r}{\phi_e}\right) = P_{ef} + P_{fo} + P_{ff} + P_{fr} + M \quad (\text{A3-3})$$

avec P_{ef} : pertes à l'interface émetteur-fibre (laser-fibre)

P_{fo} : pertes dans la fibre

P_{ff} : pertes à l'interface fibre-fibre

P_{fr} : pertes à l'interface fibre-récepteur (fibre-photodiode)

M : marge

La marge est une perte supplémentaire que l'on rajoute fictivement et qui permet d'avoir une tolérance d'erreur dans la liaison optique. Elle doit, en plus, tenir compte du vieillissement de l'émetteur et être suffisante pour compenser cette dégradation. Par ailleurs, elle ne doit pas être trop importante pour dépasser la dynamique du récepteur.

Les pertes à l'interface émetteur-fibre sont de trois sortes:

- les pertes liées à l'adaptation d'ouverture numérique ON [Marcou, 1994], [Ungar, 1989] avec, pour la fibre, $ON = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$, n_1 étant l'indice de réfraction du coeur de la fibre et n_2 celui de la gaine:

$$P_{ON} = -20 \cdot \log\left(\frac{ON_e}{ON_f}\right) \quad (A3-4)$$

avec ON_e : ouverture numérique de l'émetteur,
 ON_f : ouverture numérique de la fibre,

- les pertes liées au rapport des surfaces de la source et de la fibre:

$$P_s = -10 \cdot \log\left(\frac{S_e}{S_f}\right) \quad (A3-5)$$

avec S_e : diamètre de l'émetteur
 S_f : diamètre du coeur de la fibre

- les pertes de Fresnel liées à l'interface air-silice:

$$P_f = -10 \cdot \log\left[\frac{4 / (2 + n_f + n_f^{-1})}{4 / (2 + n_e + n_e^{-1})}\right] \quad (A3-6)$$

avec n_e : indice de l'émetteur
 n_f : indice de la fibre

Habituellement, le flux défini par l'émetteur tient compte de l'interface émetteur-air et les pertes se réduisent à l'interface air-fibre. La fibre ayant typiquement un indice de réfraction de 1.5 (fibre classique), ces pertes valent 0.17dB.

Le bilan global à l'interface émetteur-fibre s'écrit:

$$P_{ef} = P_{ON} + P_f + P_s \quad (A3-7)$$

Les pertes dans la fibre sont liées à la dispersion dans la fibre et s'exprime en dB/km. Leur amplitude dépend du type de fibre utilisées. Pour des fibres plastiques et des longueurs d'onde de l'ordre de 570 nm, ces pertes sont de l'ordre de 100dB/km. Dans notre cas, la longueur d'onde est de l'ordre de 650 nm (rouge) ce qui correspond à des pertes de 150 dB/km.

Les pertes à l'interface fibre-fibre sont, dans notre système, dues à l'interface fibre émettrice/fibre receptrice. Les deux fibres étant identiques, on ne trouve que des pertes du type:

- pertes dues à la distance fibre-fibre:

$$P_{dist} = -10 \cdot \log\left[\left(1 + \left(\frac{2 \cdot d}{D}\right) \text{tg} \theta_{max}\right)^2\right] \quad (A3-8)$$

avec D : diamètre du coeur de la fibre
 d : distance entre les deux fibres

θ_{max} : demi-angle du cône d'émergence des rayons issus de la fibre émettrice

$$\text{et} \quad \theta_{max} = \arcsin\left[\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)^2}\right] \quad (A3-9)$$

avec n_0 : indice de réfraction du milieu intermédiaire
 n_1 : indice de réfraction du coeur de la fibre
 n_2 : indice de réfraction de la gaine de la fibre.

Annexe 3: Les capteurs optiques

- pertes dues au désalignement angulaire pour des fibres plastiques, si le désalignement est:

$$\phi=1^\circ \quad P_{\text{ang}}=-0.1\text{dB}$$

$$\phi=5^\circ \quad P_{\text{ang}}=-0.45\text{dB (voir figure A3-5)}$$

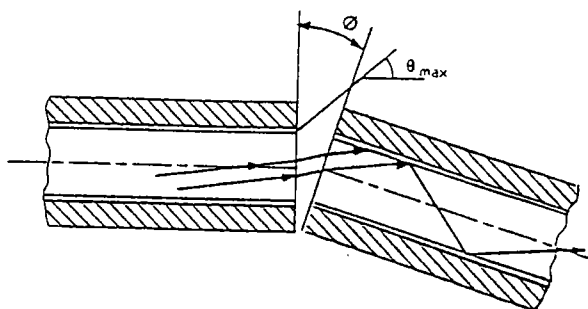


Figure A3-5: Désalignement angulaire

- pertes dues à un défaut d'orthogonalité des faces: ce défaut α peut être ramené à un désalignement angulaire de valeur $\phi=\arcsin(n_1 \cdot \sin \alpha)$ (voir figure A3-7).

Pour des fibres plastiques,

$$\alpha=0.67^\circ \quad \text{<----->} \quad \phi=1^\circ$$

$$P_{\text{orth}}=-0.1\text{dB}$$

$$\alpha=3.33^\circ \quad \text{<----->} \quad \phi=5^\circ$$

$$P_{\text{orth}}=-0.45\text{dB}$$

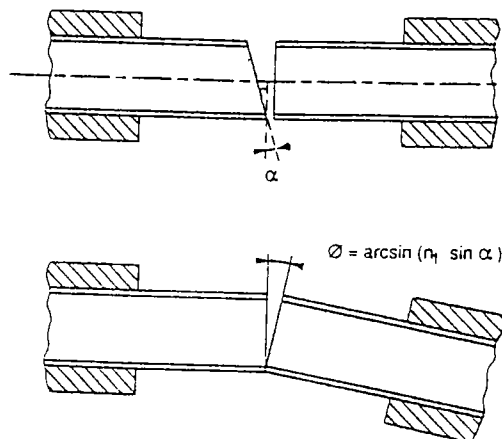


Figure A3-7: Défaut d'orthogonalité des faces

- pertes dues à la rugosité des faces.

Même si les qualités optiques des faces de sortie et d'entrée des deux fibres en regard sont excellentes (rugosité inférieure à 0.25), il existe toujours des réflexions de Fresnel dues au changement d'indice optique du milieu dans lequel se propage la lumière.

Lors du passage d'un milieu d'indice n_0 à un milieu d'indice n_1 , la fraction de lumière réfléchi est donnée par la relation suivante:

$$R = \left[\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \right]^2 \quad (\text{A3-10})$$

La perte par réflexion de Fresnel est égale à:

$$P_{\text{Fresnel}} = 10 \cdot \log(1 - R) \quad (\text{A3-11})$$

Un mauvais état de surface, des rayures ou une rugosité trop importante entraînent une diffusion des rayons émergents ou entrants et donc des pertes supplémentaires s'ajoutant aux pertes de Fresnel. Les rayons sont perdus soit parce qu'ils ne peuvent pas être collectés par la fibre réceptrice, soit parce qu'ils entrent sous des incidences trop élevées. Par exemple, un polissage effectué à l'aide d'un abrasif à grains de $5\mu\text{m}$ donne typiquement une perte supplémentaire de -0.3dB.

Le bilan à l'interface fibre-fibre s'écrit alors:

$$P_{\text{ff}} = P_{\text{dist}} + P_{\text{ang}} + P_{\text{orth}} + P_{\text{Fresnel}} \quad (\text{A3-12})$$

Pour l'interface fibre-récepteur, on retrouve les mêmes pertes qu'à l'interface émetteur. Le bilan s'écrit donc:

$$P_{\text{fr}} = P_{\text{ON}} + P_{\text{S}} + P_{\text{F}} \quad (\text{A3-13})$$

D'après ce bilan, on s'aperçoit que la majorité de ces pertes sont des pertes fixes. Seules les pertes fibre-fibre dues à la distance fibre émettrice-fibre réceptrice et les pertes de Fresnel vont varier lorsqu'on va créer un titre dans l'écoulement. En effet, dans ce cas, l'indice de réfraction du milieu que traverse le faisceau lumineux est en fonction de l'écoulement créé et est fonction de la polarisabilité de l'hélium gaz et liquide [Feynman, 1992].

Numériquement, le bilan des pertes du capteur à fibres optiques s'écrit de la manière suivante:

$$P_{\text{ef}} = 0.17\text{dB}$$

$$P_{\text{fo}} = 0.654\text{dB} \text{ dues aux quatre mètres de fibres optiques associés au capteur}$$

$$P_{\text{fr}} = 0.17\text{dB}$$

$$P_{\text{ff}} = -0.2 + P_{\text{dist}} + P_{\text{F}}$$

$$P_{\text{dist}} = -10 \cdot \log \left[\left(1 + \left(\frac{2 \cdot d}{D} \right) \text{tg}(\theta_{\text{max}}) \right)^2 \right]$$

avec θ_{max} qui varie de 29.89° , en hélium liquide, à 29.21° en hélium gazeux.

On a donc: $P_{\text{dist (He liquide)}} = -24.22\text{dB}$

$$P_{\text{dist (He gazeux)}} = -23.99\text{dB}$$

Ces pertes varient assez peu selon que l'on soit en écoulement totalement liquide ou en gaz et sont supposées constantes.

$$P_{\text{dist}} \approx -24\text{dB}$$

$$P_{\text{Fresnel}} = 10.\log(1 - R)$$

Ces pertes de Fresnel sont évaluées pour chaque passage d'un milieu à un autre, soit les passages fibre/tube en quartz, tube en quartz/hélium liquide, les interfaces hélium liquide/hélium gaz.

$$P_{\text{Fresnel}/\text{fibre-tube}} = -0.00334 \text{ dB}$$

$$P_{\text{Fresnel}/\text{tube-He liquide}} = -0.38131 \text{ dB}$$

$$P_{\text{Fresnel}/\text{He liquide-He gaz}} = -n_i \cdot 0.00470 \text{ dB}$$

avec n_i le nombre d'interfaces liquide-gaz.

Finalement, on obtient:

$$10.\log\left(\frac{\phi_r}{\phi_e}\right) = -23.59065 - 0.0047n_i \quad (\text{A3-14})$$

soit

$$\frac{\phi_r}{\phi_e} = \exp[(-2.359065 - 0.00047n_i) \cdot \ln 10] \quad (\text{A3-15})$$

Cette dernière expression nous montre que plus le nombre d'interfaces liquide-gaz est important, plus la puissance lumineuse reçue par la fibre receptrice liée à la photodiode est faible c'est-à-dire plus l'atténuation lumineuse entre les deux fibres est grande. À l'inverse, lorsque le nombre d'interfaces décroît, le rapport $\frac{\phi_r}{\phi_e}$

augmente. Un rapport $\frac{\phi_r}{\phi_e}$ minimal correspond, par conséquent, à un nombre maximal d'interfaces.

III Le capteur à fibres optiques intrusives

Une technique a été développée afin d'avoir une étanchéité parfaite du capteur optique intrusif à froid, notamment au niveau des capillaires de sortie des fibres (capillaires en inox de 0.7mm de diamètre intérieur, 1mm extérieur, brasés sur le tube d'écoulement). Un fourreau réalisé à l'aide d'un capillaire en inox de diamètre extérieur 0.6mm collé sur le revêtement, recouvre l'extrémité de la fibre sur 5mm. Ce système permet d'avoir des fibres rigidifiées dans l'écoulement (figure II-17) dont l'extrémité a été soigneusement polie afin de minimiser les pertes de lumière. L'étanchéité entre l'intérieur et l'extérieur du tube est créé par collage, à la stycast, de ces fibres sur les capillaires brasés (figure A3-8). Un deuxième fourreau liant le premier fourreau à la gaine extérieure de tefzel évite

également les risques de fuites d'hélium par les revêtements successifs de la fibre. Il est à noter que ce dernier fourreau se trouve à l'extérieur des capillaires de sortie du tube.

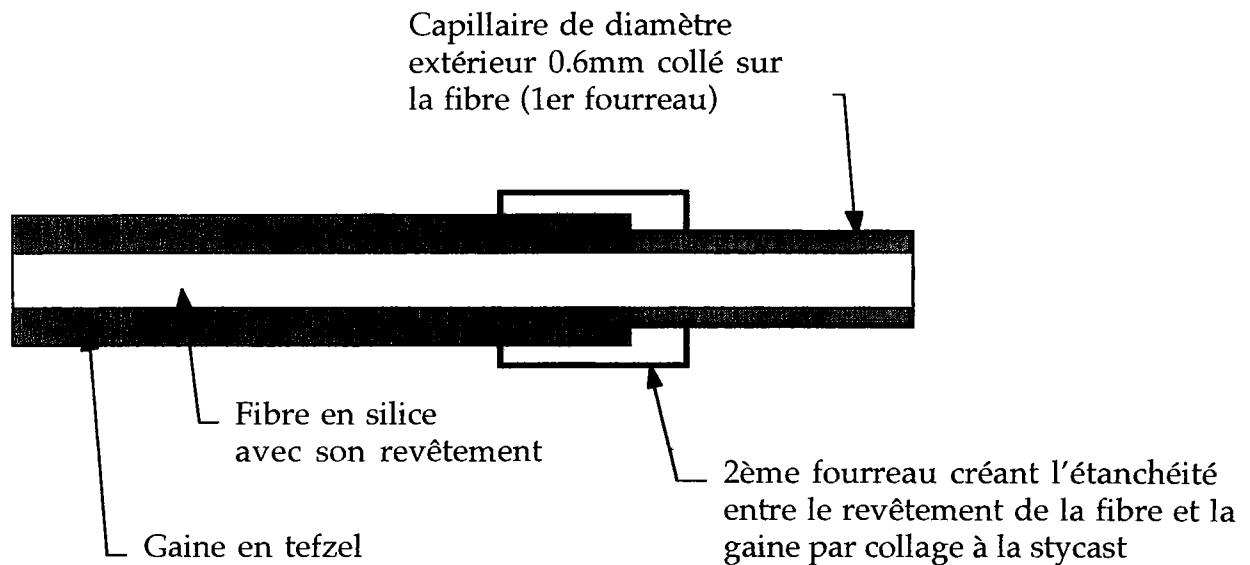


Figure A3-8: Schéma en coupe d'une fibre rigidifiée.

Ces fibres, d'une longueur approximative de deux mètres, servent de guides de lumière entre les écoulements diphasiques à caractériser et l'extérieur du cryostat où se trouvent les éléments sensibles de mesure, les photodiodes décrites dans le paragraphe II-2-1-a et les diodes laser.

La diode laser qui remplace le laser utilisé pour le capteur précédent est l'élément générateur de la lumière. Celles utilisées pour ce capteur sont produites par la firme CorkOpt et sont du type B50419. Elles émettent des ondes lumineuses de longueur d'onde $\lambda=660\text{nm}$ et leur puissance est de 5mW. Physiquement, elles se présentent sous la forme présentée sur la figure A3-9.

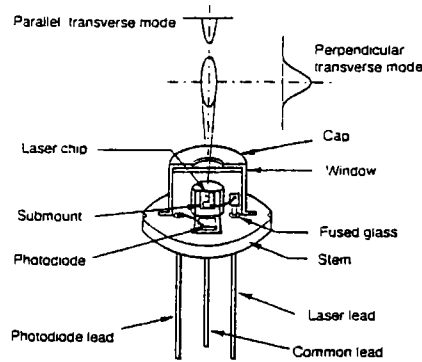
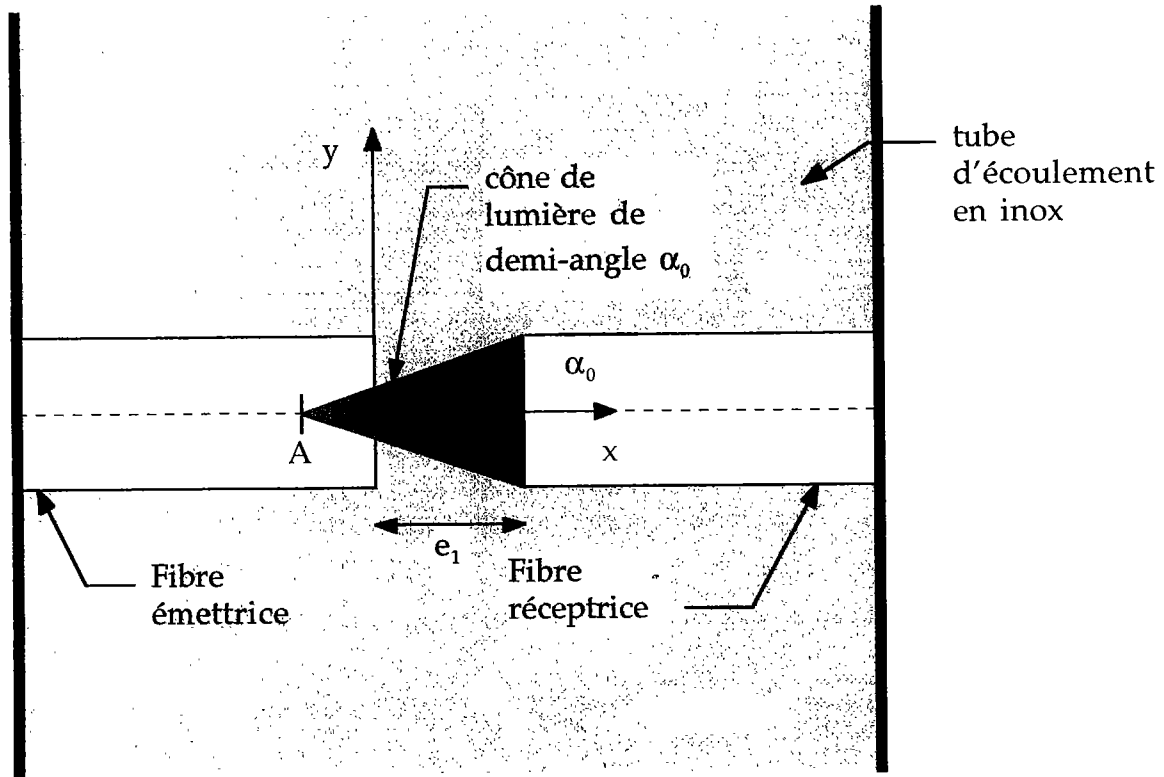


Figure A3-9: Structure mécanique de la diode laser [Doc ROHM, 1995-96].

Par définition, les diodes laser sont des semi-conducteurs dans lesquels on a recréé un milieu amplificateur d'ondes lumineuses avec sa cavité résonnante. L'amplificateur utilise les propriétés de l'émission stimulée d'un photon par une particule excitée. L'exploitation de cette émission stimulée nécessite une modification importante du milieu: l'inversion la plus importante possible de ses populations actives qui est réalisée, dans une diode laser, par un courant. Quant au résonateur, c'est une cavité optique dans laquelle l'onde lumineuse se réfléchit et s'amplifie. Tant que l'on reste en dessous d'une valeur seuil du courant d'alimentation, la diode laser se comporte comme une diode électroluminescente classique; dès que le seuil est atteint, l'inversion de population est réalisée et l'effet laser est déclenché [Ungar, 1989]. Dans le cas de notre diode laser, le courant seuil est de l'ordre de 30mA.

IV Modélisation du capteur intrusif

Une modélisation du même type que celle présentée dans la partie II-2-1-c a été réalisée afin d'étudier l'influence du passage de la bulle entre les deux fibres (figure A3-10). Cette modélisation est plus simple dans la mesure où la fibre est directement en contact avec l'écoulement et il n'y a aucun effet des parois du tube d'écoulement. Les déviations du faisceau lumineux se produisent seulement lors du passage de la fibre silice à l'hélium liquide et aux interfaces hélium liquide-hélium gaz.



FigureA3-10: Modélisation du capteur à fibres optiques intrusif.

Le calcul de déviation par la bulle de chaque faisceau lumineux est le même que celui représenté sur la figure II-6 et décrit dans la partie II-2-1-b. Seuls changent les paramètres de départ tels que la localisation du point fictif d'émission du cône de lumière $A(-0.32; 0)$, le cône réel de lumière arrosant la fibre réceptrice d'angle $\alpha_0=5.4^\circ$, l'espacement entre les fibres $e_1=1\text{mm}$. Cet espacement est si faible que l'on n'étudie pas l'influence de la position de la bulle et on suppose que la bulle est centrée par rapport aux fibres.

Le modèle permet donc de calculer le rapport d'intensité lumineuse I/I_0 en comptabilisant, comme le modèle précédent, le nombre de faisceaux atteignant la fibre réceptrice, après avoir traversé la bulle. Tous les faisceaux sont supposés avoir une intensité lumineuse égale à 1 et cette intensité est pondérée par un coefficient $(1-R)$ due à la réflexion plus ou moins importante de la lumière sur la bulle (R varie en fonction de l'angle d'incidence et de réfraction des faisceaux lumineux). Les faisceaux réfléchis n'ont pas d'incidence dans ce cas de figure, les fibres optiques étant très proches.

L'objectif de ce calcul est de prédire, dans une certaine mesure, le comportement du capteur lors du passage de la bulle et de comparer les résultats obtenus aux résultats expérimentaux afin de valider le modèle. Il apparaît plus facile de modéliser la réponse de ce capteur puisque ce dernier fait une mesure

locale dans l'écoulement en ne prenant en compte qu'un volume très faible, de l'ordre de 0.049mm^3 qui ne peut contenir qu'une bulle et donc correspondre au modèle.

V Résultats de la modélisation

La modélisation permet d'étudier l'influence du diamètre de la bulle sur le capteur. Les calculs ont été effectués avec trois diamètres caractéristiques, $d_b=0.25\text{mm}$ correspondant à des bulles réellement sphériques, $d_b=0.5\text{mm}$ un diamètre intermédiaire pour lequel les bulles ne sont pas trop déformées et $d_b=1\text{mm}$ correspondant à l'espacement entre les deux fibres. La figure A3-11 présente les résultats de la modélisation sachant que, comme pour la modélisation du capteur précédent, le temps $t=0$ correspondant à l'instant où la bulle entre dans le cône de lumière et les vitesses de bulles sont données par le tableau de la partie I-3-2-b.

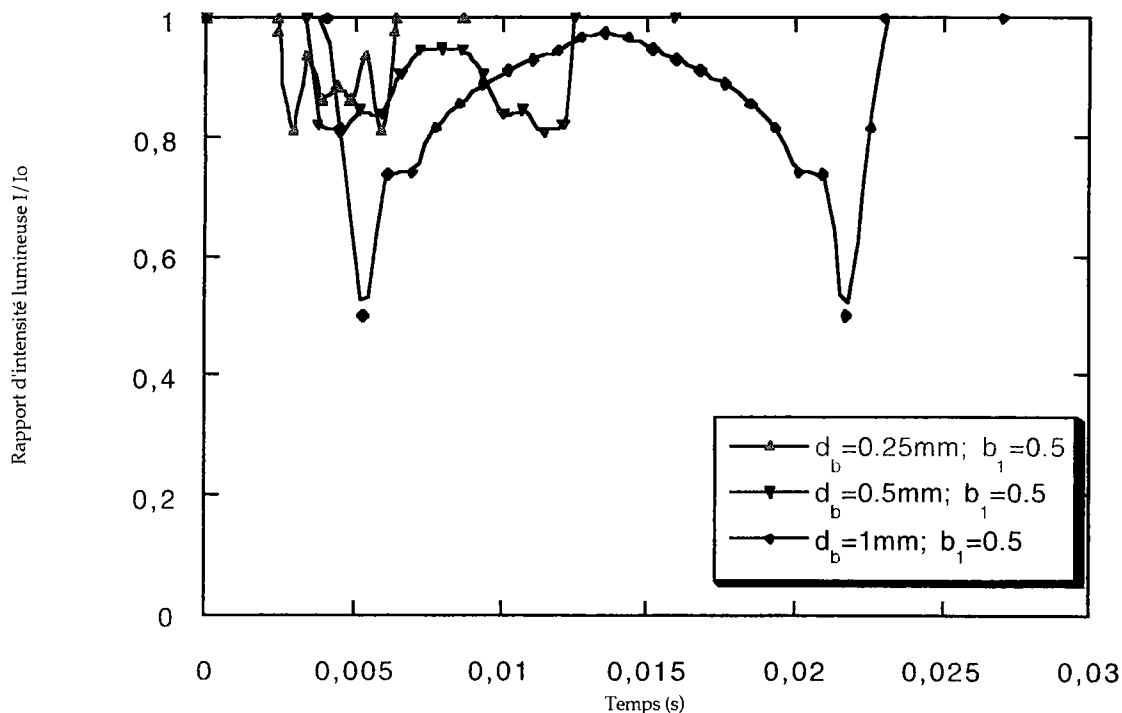


Figure A3-11: Évolution de l'intensité lumineuse, lors du passage d'une bulle dans le cône de lumière, en fonction du diamètre de la bulle ($b_1=0.5$).

La figure A3-11 nous montre que pour une bulle de diamètre 0.25 et 0.5mm, l'atténuation lumineuse maximale est similaire, due au passage de l'interface liquide-gaz parallèlement à l'axe des fibres émettrice et réceptrice. Dans ce cas, la réflexion des faisceaux lumineux sur la bulle est importante et dévie un nombre conséquent de ces faisceaux. Lorsque l'on considère la bulle de diamètre

1mm, l'atténuation maximale est plus importante, de l'ordre de 50%; elle est due, comme précédemment au passage de l'interface liquide-gaz dans l'axe du capteur. Le diamètre de la bulle est alors égal à l'espacement entre les deux fibres et lorsque le centre de la bulle est dans l'axe du capteur, la bulle engendre un minimum d'atténuation. Dans ce cas, les faisceaux sont très peu déviés par les interfaces liquide gaz, ils arrivent quasi-perpendiculaires à l'interface, traversent l'hélium gaz et sont récupérés par la fibre réceptrice. De plus, lorsque la bulle, quel que soit son diamètre, a traversé le cône de lumière arrosant réellement la fibre réceptrice, elle n'engendre plus aucune variation de l'intensité lumineuse; elle n'est donc plus vue par le capteur.

L'évolution de l'intensité lumineuse présentée par la modélisation de la bulle de diamètre 1mm est donc caractéristique des bulles de diamètre égal ou supérieur à 1mm. En effet, le capteur détectera le premier interface passant parallèlement à l'axe du capteur puis le second. Entre les deux, l'intensité lumineuse ne variera pas car les fibres seront « baignées » dans l'hélium gaz. Pour des bulles plus petites, la réponse sera moins nette puisque les faisceaux lumineux seront toujours plus ou moins déviés par les interfaces. Toutefois, le passage des interfaces liquide-gaz parallèles à l'axe du capteur engendre toujours un maximum d'atténuation.

Au vu de ces résultats, le capteur à fibres optiques intrusif semble être capable de détecter le passage de bulles d'une manière suffisamment sensible pour être mesuré expérimentalement. Dans le cas de bulles de petit diamètre ($d_b < 1\text{mm}$), le taux de vide local peut être calculé par le rapport temps «gaz »/temps total. Dans le cas de grosses bulles ou de poches, cette mesure risque d'être entachée d'erreur.

ANNEXE IV

ANNEXE IV

LA MESURE DE TEMPÉRATURE

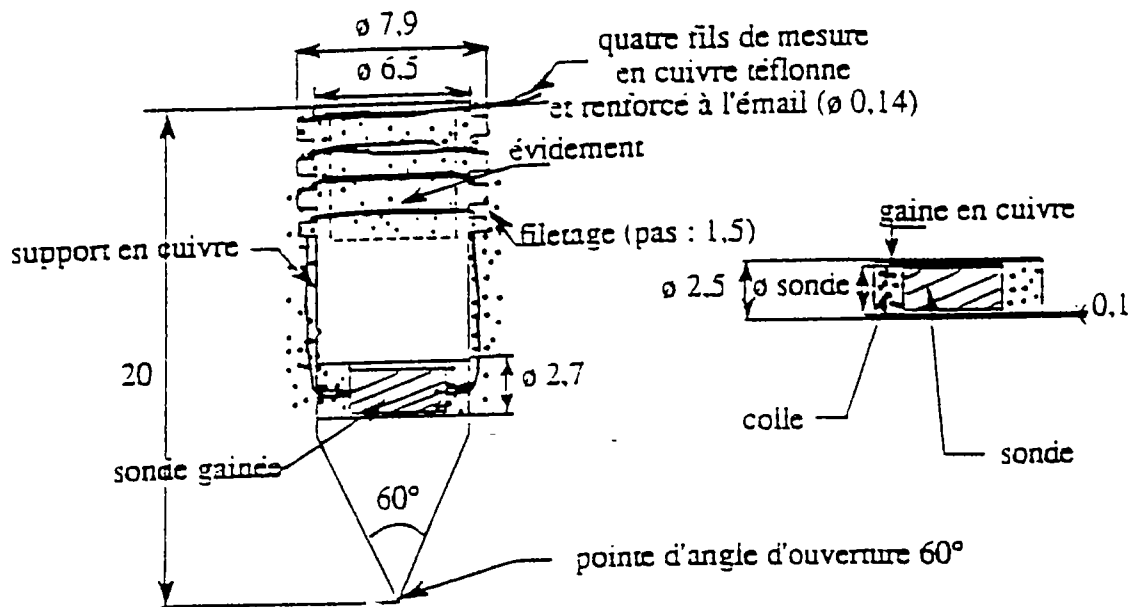


Figure A4-1: Ensemble de mesure de la température [Neuvéglise, 1995].

La sonde de température est placée dans une gaine en cuivre remplie de colle de type stycast 2850FT afin de limiter les contraintes mécaniques subies par la sonde lors de la mise en froid. Cette colle assure un bon contact thermique et ne fissure pas lors du passage à 4K. Après une vingtaine de cycle thermique entre 300K et 4K, l'ensemble sonde-gaine-colle présente une structure stable et après étalonnage, cet ensemble peut être collé sur le porte sonde.

Par ailleurs, les quatre fils de la sonde (deux fils pour l'alimentation du courant et deux autres pour mesurer la tension) sont collés sur le haut du porte sonde afin d'éviter de chauffer la sonde par le flux de conduction provenant des fils. Ces derniers sont thermalisés à 4K et à 77K pour assurer un flux de chaleur minimum. Une longueur de 1.5m de fil a été rajoutée entre le point de thermalisation à 4K et la sonde pour réduire encore cet apport thermique. Ainsi le flux de chaleur arrivant sur la sonde par les fils est négligeable (inférieur à 0.1mW).

Le temps de réponse de l'ensemble porte-sonde/sonde/fils est de l'ordre de 17ms.

Le principe de mesure de la sonde de température se base sur la variation de sa résistance en fonction de la température. On connaît indirectement la résistance de chacune de ces sondes en mesurant leur courant d'alimentation de

ces sondes (deux fils d'alimentation) et leur tension. La précision de la mesure de la résistance dépend donc de la bonne mesure du courant et de la tension aux bornes de la sonde.

Le courant est égal à $10 \cdot 10^{-6}$ A et connu avec une erreur négligeable inférieure à 0.05%. La mesure de la tension se fait grâce à un convertisseur analogique-numérique (CAN) dont la tension d'entrée est comprise entre 0 et 5V. Or les sondes à 4K ont une résistance égale à 1000 ohms et un courant d'alimentation $10 \cdot 10^{-6}$ A ce qui donne une tension à leurs bornes égale à $10 \cdot 10^{-3}$ V. Cette valeur étant trop faible pour être lue par le CAN, il est nécessaire d'utiliser un conditionneur afin de transformer cette tension en une tension comprise entre 0 et 5V à l'entrée du CAN.

Ces conditionneurs ont une gamme d'entrée de $\pm 50 \cdot 10^{-3}$ V et une gamme de sortie de 0-5V. Malheureusement, ce type de conditionneurs génèrent un bruit assez important ($\pm 20 \cdot 10^{-3}$ V par rapport à 5V) et il a donc fallu mettre un filtre de fréquence de coupure de 16Hz entre le conditionneur et le CAN afin de réduire le bruit à $\pm 0.61 \cdot 10^{-3}$ V.

L'erreur systématique de la chaîne d'acquisition a été réduite grâce à un étalonnage avec une résistance étalon et l'erreur résiduelle suite à cet étalonnage est de l'ordre de 0.01% ce qui est négligeable. Par conséquent, l'erreur due à la mesure de la tension est donc $\pm 0.61 \cdot 10^{-3}$ V ce qui correspond à $\pm 1/2$ digit.

Le CAN code la tension sur 12 bits soit $2^{12} - 1$ digits (4095 digits). Étant donné que les conditionneurs ont une gamme d'entrée $\pm 50 \cdot 10^{-3}$ V et une gamme de sortie 0-5V, les 4095 digits correspondent à $100 \cdot 10^{-3}$ V. L'erreur de $\pm 1/2$ digit correspond alors à ± 1.221 ohms pour un courant d'alimentation de $10 \cdot 10^{-6}$ A. D'autre part, chaque mesure de température est en fait la moyenne de 128 mesures ce qui diminue l'erreur d'un facteur $\sqrt{128} = 11.31$. L'erreur est donc de 0.1079 ohms.

On exprime maintenant cette erreur sur la résistance en erreur sur la température à l'aide des lois d'étalonnage des sondes qui s'expriment sous la forme

$$\frac{1}{T} = \sum_{i=1}^n a_i \cdot (\ln R)^i$$

(sonde germanium) et un point fixe de tension de vapeur. Cette loi dont les coefficients a_i sont propres à chaque sonde a été obtenue suite à un lissage des points expérimentaux. Il existe une erreur entre le lissage et la valeur réelle qui est au maximum de $10 \cdot 10^{-3}$ K et qui vient s'ajouter à l'erreur sur la valeur de la résistance. Dans la gamme de température dans laquelle nous utilisons les sondes soit 3.8 à 5K, l'erreur sur la résistance est inférieure à 10^{-3} K [Neuvéglise, 1995] ce qui est négligeable.

Les températures lues sur le système d'acquisition sont donc données avec une résolution de $10 \cdot 10^{-3}$ K.

Résumé

La réfrigération des aimants supraconducteurs utilise l'hélium I, notamment dans les conditions saturantes à pression atmosphérique. Il est donc nécessaire de bien connaître son comportement hydrodynamique. Ce travail présente l'étude expérimentale de l'hélium diphasique dans une géométrie verticale ascendante. On a pu ainsi mettre en évidence la présence dans l'hélium des écoulements suivants : à bulles, à bulles déformées, à poches disloquées, annulaire et à gouttelettes dispersées. Une carte d'écoulement a été tracée pour ces écoulements verticaux ascendants d'hélium diphasique (diamètre de canalisation=10mm), et les trois premiers régimes, ainsi que leurs frontières, ont été déterminés dans les variables classiques débit et titre massiques. De plus, on s'est intéressé particulièrement aux caractéristiques des écoulements à bulles (vitesse, diamètres et répartition des bulles dans la section du tube) et à leurs transitions avec les écoulements à poches disloquées. Cette caractérisation s'est faite essentiellement par deux mesures : le taux de vide, mesuré à l'aide d'un capteur à absorption d'électrons et les fluctuations d'intensité lumineuse, mesurées grâce à des fibres optiques non intrusives. La mesure du taux de vide dans les conditions cryogéniques a ainsi permis de valider pour nos écoulements une modélisation à deux vitesses du type Zuber. Ces mesures ont été complétées par la visualisation des écoulements, par une analyse spectrale qui a mis en évidence une fréquence caractéristique des bulles et par une analyse probabiliste qui constitue une réelle signature de chaque écoulement.

Mots-clés : hélium I - écoulements diphasiques - bulles - poches disloquées - taux de vide - capteur à fibres optiques - cryogénie - traitement du signal

Abstract

Superconducting magnets refrigeration uses helium I, particularly at saturated conditions near atmospheric pressure and consequently, it is necessary to know well its hydrodynamic behaviour. This work is an experimental study on upward helium two-phase flows in a vertical pipe. The main flow patterns encountered are : bubbly flow, non-spherical bubbly flow, churn, annular and dispersed droplets. A vertical helium two-phase flow map has been proposed (pipe diameter=10mm) and the three first patterns and their corresponding criteria for transitions have been translated in classical parameters as the mass flow and the quality. Moreover, we have been interested particularly in the characteristics of bubbly flows (velocity, diameter and distribution of bubbles in the cross-sectional area) and their transition into a churn flow. We have mainly characterized these patterns by means of two methods : the void fraction measured with a radiation attenuation sensor and the change in light intensity measured with an optical fibers sensor. The measurement of void fraction has enabled to valid a two-fluid Zuber model for our flows. We have completed these measurements with a flow visualization, a spectral analysis which has detected a bubble characteristic frequency and a probabilist analysis which is an actual signature of each flow.

Keywords : helium I - two-phase flows - bubbles - churn flow - void fraction - optical fiber sensor - cryogenics - signal processing