



HAL
open science

Écoulements diphasiques lors de la vidange d'un réservoir de gaz liquéfiés sous pression. Comparaison Eau - CFC11-CFC113

Françoise Viguié

► **To cite this version:**

Françoise Viguié. Écoulements diphasiques lors de la vidange d'un réservoir de gaz liquéfiés sous pression. Comparaison Eau - CFC11-CFC113. Génie des procédés. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 1992. Français. NNT : 1992ENMP0373 . tel-00844457

HAL Id: tel-00844457

<https://theses.hal.science/tel-00844457>

Submitted on 15 Jul 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre : **79ED**

THESE

présentée par

Françoise VIGUIER

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE PARIS ET DE
L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT ETIENNE

(Spécialité : ENERGETIQUE)

**ECOULEMENTS DIPHASIQUES LORS DE LA VIDANGE
D'UN RÉSERVOIR DE GAZ LIQUÉFIÉS SOUS PRESSION.
COMPARAISON EAU - CFC11 - CFC113.**

soutenue à SAINT-ETIENNE le 14 Octobre 1992

JURY : Messieurs **REBOUX P.**

BOLLE L.

LANCE M.

GUNTHER J. B.

FERSCHNEIDER G.

BIGOT J. P.

ppn = 044-219-58 X

532.05V1G

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DES MINES DE SAINT ETIENNE

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DES MINES DE PARIS

dk = 774 595
N° d'ordre : 79ED

THESE

présentée par

Françoise VIGUIER

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE PARIS ET DE
L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT ETIENNE

(Spécialité : ENERGETIQUE)



ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DES MINES DE SAINT-ETIENNE
Bibliothèque du Centre SPIN

ECOULEMENTS DIPHASIQUES LORS DE LA VIDANGE D'UN RÉSERVOIR DE GAZ LIQUÉFIÉS SOUS PRESSION. COMPARAISON EAU - CFC11 - CFC113.

soutenue à SAINT-ETIENNE le 14 Octobre 1992

JURY :	Monsieur REBOUX P.	Président
	Messieurs BOLLE L.	
	LANCE M.	Rapporteurs
	Messieurs GUNTHER J. B.	
	FERSCHNEIDER G.	
	BIGOT J. P.	Examineurs



A ma famille

A mes amis



Le pessimisme est d'humeur ; l'optimisme est de volonté.

ALAIN



Ce mémoire est l'aboutissement de quatre années de travail au sein de la section Génie Industriel et Biotechnologies de l'Ecole des Mines de Saint-Etienne. Je remercie chaleureusement Monsieur F. LANCELOT de m'y avoir accueillie.

C'est aussi la première thèse du laboratoire de Sécurité Industrielle dirigé par Messieurs H. LONDICHE et J.P. BIGOT, je les remercie de leur confiance accordée en me proposant ce rôle de "pionnière".

Plus particulièrement, je voudrais signifier mon estime à Jean-Pierre BIGOT qui, en tant que Directeur de thèse, a assumé la lourde tâche de responsable du bon déroulement de cette étude. Même si cette collaboration a occasionné certaines confrontations, nos nombreuses discussions ont toujours été marquées par son honnêteté qui me restera longtemps un exemple.

Je suis très sensible à l'honneur que m'a fait Monsieur P. REBOUX, Professeur à l'École des Mines de Paris, en m'acceptant dans sa formation doctorale et en assurant la Présidence de ce Jury.

Que Monsieur L. BOLLE, Professeur à l'Université Catholique de Louvain, trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour avoir bien voulu apporter ses réflexions sur cette étude en tant que Rapporteur. Qu'à travers lui, soient remerciés les membres de l'unité TERM, et plus particulièrement Messieurs J. FRANCO et J.M. SEYNHAEVE, leurs remarques et leur aide me furent très profitables.

Je voudrais également témoigner toute ma reconnaissance à Monsieur M. LANCE, Professeur à l'Université Claude Bernard de Lyon, qui a accepté d'évaluer ce mémoire en qualité de Rapporteur.

Monsieur J.B. GUNTHER, du Ministère de l'Industrie, a confié une étude à cette nouvelle équipe. Je n'oublie pas que l'aide matérielle apportée par ce contrat a facilité mon travail et le remercie de cette confiance et de sa participation à ce Jury.

Je tiens à souligner les précieux conseils et encouragements prodigués, tout au long de cette étude et toujours de façon très sympathique, par Monsieur G. FERSCHNEIDER, de l'Institut Français du Pétrole, Examineur de cette thèse. Je lui adresse mes plus vifs remerciements.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans le concours de nombreuses personnes qui, chacune à sa façon, m'ont facilité la tâche durant ces années de recherche.

L'aspect expérimental de ce travail m'a amenée à faire appel à de bonnes volontés que je tiens à remercier ici. Je mentionnerais plus spécialement l'aide fournie par Henri BESSET et Marie-Claude BARTHOLIN, mais ne saurais oublier les services des autres permanents et particulièrement du personnel de l'Atelier et de l'équipe d'Instrumentation et d'Analyse de CPPI.

J'exprime ma reconnaissance et mes vœux de bonne continuation à tous ceux qui constituent, ou ont constitué, le département GIB.

A Rémi, qui a commencé avec moi en Sécurité Industrielle, Isabelle, Florence, Stéphane, George, Helmut, Gilles, j'adresse toutes mes amitiés et souhaite une fin de thèse aussi sereine que possible.

"Bon courage" et mes meilleurs vœux de réussite à Naguib et Laurence, qui débutent avec des problèmes de diphasique, Iva et Martine.

Que Ian et Ina, qui ont affronté avec moi les écoulements diphasiques, Bettina, Alfred, Marc et les autres stagiaires soient assurés de mes meilleurs souvenirs.

Faire une thèse est une excellente école de persévérance mais, sans soutien moral, je ne serais pas arrivée "au bout du tunnel". A vous qui m'avez aidée à franchir ces étapes, je ne peux que dire MERCI.

St Etienne, Octobre 1992.



INTRODUCTION

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1 PRÉSENTATION DES PHÉNOMÈNES	8
I-1-1 Description qualitative de l'écoulement	8
I-1-2 Structure de l'écoulement.....	10
I-1-3 Débits critiques.....	10
I-2 MODÉLISATION DU DÉBIT CRITIQUE	14
I-2-1 Modèles homogènes à l'équilibre.....	14
I-2-2 Modèles avec écart de vitesse.....	21
I-2-3 Modèles hors équilibre	24
I-2-4 Conclusions sur la modélisation du débit	28
I-3 PRINCIPAUX PARAMÈTRES	30
I-3-1 Pression et état du fluide dans le réservoir	30
I-3-2 Géométrie de la conduite	39
I-4 ANALYSE : GÉOMÉTRIE ET NATURE DU FLUIDE.....	44
I-4-1 Discussion des paramètres	44
I-4-2 Influence de la nature des fluides.....	49
I-5 CONCLUSIONS	56

MONTAGE EXPÉRIMENTAL

II-1 PRÉSENTATION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.....	58
II-1-1 Différents principes et choix	58
II-1-2 Description de l'installation	59
II-1-3 Moyens de mesure.....	63
II-2 MISE EN ŒUVRE DE CE MONTAGE EXPÉRIMENTAL.....	69
II-2-1 Mode opératoire.....	69
II-2-2 Précision des mesures	70
II-2-3 Reproductibilité des essais	75
II-3 CONCLUSIONS : ESSAIS RÉALISÉS.....	80

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

III-1 MESURES EFFECTUÉES DANS LE RÉSERVOIR.....	82
III-1-1 Etat thermodynamique dans le réservoir.....	85
III-1-2 Oscillations mesurées dans le haut du réservoir.....	90
III-1-3 Variations des mesures au cours de la vidange.....	97
III-2 MESURES EFFECTUÉES SUR LA CONDUITE.....	99
III-2-1 Présentation des mesures.....	99
III-2-2 Influence de la géométrie de la conduite.....	103
III-2-3 Comparaison Eau CFC.....	107
III-3 RÉSULTATS CONCERNANT LES DÉBITS.....	109
III-3-1 Pression différentielle comparée aux autres mesures.....	109
III-3-2 Variations de débits en cours d'expérience.....	112
III-4 CONCLUSIONS.....	117

INTERPRÉTATION ET DISCUSSION

IV-1 EVOLUTION DES CONDITIONS DANS LE RÉSERVOIR.....	120
IV-1-1 Oscillations mesurées dans le réservoir.....	120
IV-1-2 Vaporisation dans le réservoir.....	129
IV-1-3 Conclusions.....	137
IV-2 COMPARAISON EN FONCTION DE LA GÉOMÉTRIE.....	138
IV-2-1 Taux de remplissage.....	139
IV-2-2 Géométrie de la conduite.....	141
IV-2-3 Conclusions.....	149
IV-3 INFLUENCE DE LA NATURE DU FLUIDE.....	150
IV-3-1 Vérification des conclusions précédentes pour les CFC.....	151
IV-3-2 Limites des hypothèses IHE.....	153
IV-3-3 Influence des frottements.....	157
IV-3-4 Influence des échanges de chaleur.....	164
IV-3-5 Influence de vitesses différentes.....	165
IV-3-6 Ecart à l'équilibre.....	174
IV-3-7 Conclusions de la comparaison des écoulements pour les différents fluides.....	178

CONCLUSION

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

ANNEXES



LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISÉS.

A	aire de la section	m ²
C ₀	paramètre de distribution (§ I-2-2)	-
C _D	coefficient de striction	-
c _p	chaleur spécifique à pression constante	J/kg/K
D	diamètre de la conduite	m
e	énergie interne spécifique	J/kg
E	énergie interne	J
g	accélération de la pesanteur	m/s ²
G	débit massique par unité d'aire	kg/m ² /s
h	enthalpie spécifique	J/kg
H	hauteur de liquide dans le réservoir	m
J	vitesse apparente	m/s
Ja,*	nombre de Jakob modifié	-
k	constante de Boltzmann	J/K
K	rapport des vitesses	-
L	longueur de la conduite	m
M	masse dans le réservoir	kg
q	flux de chaleur à la paroi/ unité de longueur de la conduite	W/m
Re	nombre de Reynolds	-
P	pression	Pa
P _R	pression réduite	-
P _v (T)	pression de vapeur saturante de la température T	Pa
s	entropie spécifique	J/kg/K
T	température	K
u	vitesse du fluide	m/s
u _{GJ}	vitesse de dérive locale du gaz (§ I-2-2)	m/s
V	volume	m ³
v	volume spécifique	m ³ /kg
x	qualité - fraction massique de vapeur	-
z	coordonnée d'espace (distance à l'origine de la conduite)	m

α	fraction volumique de vapeur	-
λ	coefficient de frottement	-
μ	viscosité dynamique	Pa s
γ	coefficient détente isentropique du gaz	-
η	rapport de la pression à la pression initiale	-
ρ	masse volumique	kg/m ³
σ	tension superficielle	N/m
τ	contrainte tangentielle à la paroi	N/m ²

INDICES

0	relatif au réservoir
C	critique au sens sonique - bloqué
ct	critique au sens thermodynamique
d	départ (§ IV-1-1)
G	gaz
init	initial
L	liquide
LG	différence entre gaz et liquide

MODELES

ERM	Modèle de Fauske § I-2-1-b
HEM	Modèle homogène à l'équilibre
HFM	Modèle gelé
IHE	Modèle homogène isentropique

FLUIDES

CFC	ChloroFluoroCarbone - Forane®, Fréon®,	
CFC11	Trichloro Fluoro Méthane	CCl ₃ F
CFC12	Dichloro Difluoro Méthane	CCl ₂ F ₂
CFC113	Trichloro Fluoro Ethane	CCl ₂ F/CClF ₂
CFC114	Dichloro Tetrafluoro Ethane	CClF ₂ /CClF ₂



Ce travail a été réalisé au laboratoire de sécurité industrielle de l'Ecole des Mines de Saint Etienne. Nous allons d'abord présenter l'intérêt de la sécurité industrielle et comment cette étude s'inscrit dans ce domaine.

La notion de sécurité évoque assez rapidement des mots tel que risque ou danger qu'il convient de définir.

De manière générale, la sécurité est définie comme l'absence de danger mais le secteur nucléaire propose la définition : "Ensemble des actions destinées à assurer la protection des personnes et des biens contre les dangers, nuisances ou gênes, susceptibles d'être provoqués par les installations nucléaires ou le transport des matières nucléaires".

Concernant le risque et le danger nous avons retenu deux définitions.

Au sens anglais, le danger (hazard) est la potentialité de dommage d'un certain événement (aux personnes, aux biens ou à l'environnement) que celui-ci soit réalisé ou non. On peut donc le chiffrer par exemple en vies humaines ou en unités monétaires. Le risque (risk) est alors la probabilité de réalisation de cet événement ou de certaines de ses conséquences dans un certain intervalle de temps. Il peut être chiffré en événements par année, par exemple.

Une autre démarche définit le danger comme la situation d'un système où sont réunis tous les facteurs pouvant conduire à la réalisation d'un accident potentiel. Le risque est alors la mesure du niveau de danger, ou du niveau de sécurité. Le risque se définit comme une fonction (généralement le produit) de deux paramètres, la probabilité d'un accident potentiel et les conséquences (ou dommages ou gravités) de cet accident potentiel.

Dans les deux cas on retrouve l'association de deux concepts : probabilité et dommage.

La démarche d'évaluation des risques est apparue pour la première fois après la première guerre mondiale dans l'aviation. Les années 40 voient se développer les premiers modèles mathématiques. L'essor industriel, et particulièrement le domaine de l'aviation, des études spatiales et du nucléaire, vont contribuer au développement des études de sécurité. Nous citerons un dernier évènement clef : la publication en 1974 du rapport WASH 1400 sous la direction du professeur Rasmussen. Cette étude probabiliste d'une centrale nucléaire est une avancée sur le plan de la technique d'évaluation mais pose aussi, pour la première fois la question de l'acceptabilité.

Les quinze dernières années sont marquées par des noms tristement célèbres : Flixborough, Seveso, Mexico, Bhopal, Tchernobyl. Ces accidents se sont accompagnés d'une prise de conscience : lancement de programmes de recherche, financement d'analyses de risque, directive Seveso de la part des autorités et des responsables industriels, demande accrue de preuve de sûreté de la part du public.

Aujourd'hui il est généralement reconnu que le risque nul est impossible à atteindre et qu'un compromis, pas facile à réaliser, est nécessaire. La définition du risque acceptable reste un problème devant prendre en compte des facteurs politiques, sociologiques, techniques et enfin économiques.

Deux types d'analyse du risque sont reconnus :

- soit une analyse probabiliste (ou analyse quantitative du risque Q.R.A.) qui traite simultanément probabilités et conséquences de l'ensemble des accidents potentiels
- soit une analyse déterministe s'intéressant essentiellement aux conséquences.

Ces deux approches nécessitent une bonne connaissance du système permettant une identification des événements indésirables et de leurs conséquences. Le tout s'inscrit dans la description complète du scénario d'accident.

Lannoy [63] propose de décomposer un scénario d'accident mettant en cause un produit gazeux, liquide ou liquéfié (sous pression ou cryogénique) en une succession de phases schématisées sur la figure 1. En présentant cette figure, cet auteur insiste sur le caractère fondamental de l'étude physique du risque industriel : "il s'agit d'un domaine large, diversifié et pluridisciplinaire, mettant en jeu des phénomènes physiques très complexes et souvent mal connus (écoulement diphasique, diffusion, turbulence, déflagration, ...)".

Cette figure met en évidence l'importance d'une bonne évaluation du débit à la brèche puisque celui-ci est à la source de tous les phénomènes.

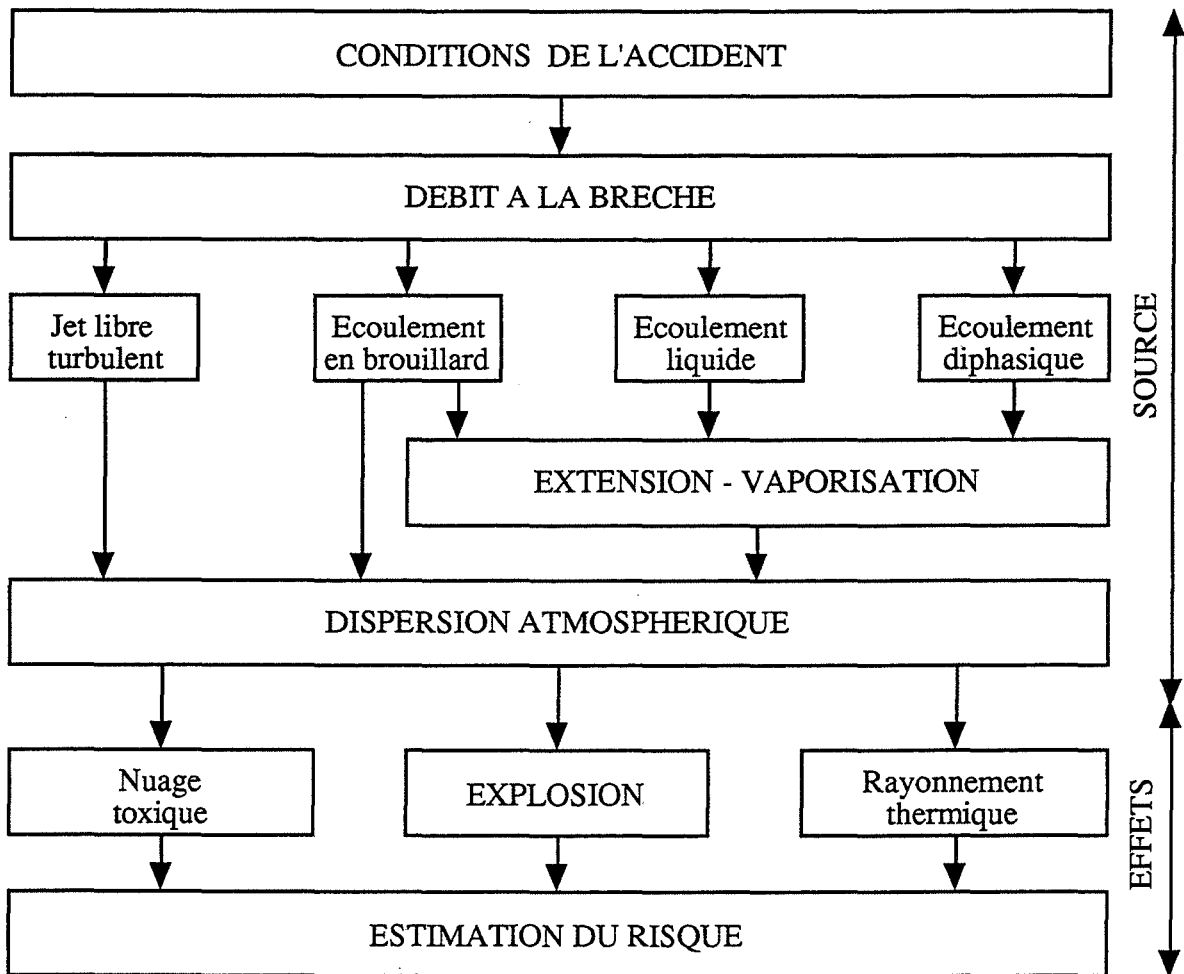


Figure 1- Le scénario d'accident [63].

C'est dans ce contexte que le Ministère de l'Industrie a chargé l'équipe de sécurité industrielle de l'Ecole des Mines de St Etienne de la "Description du processus d'éruption d'un jet de fluide diphasique lors de la rupture éventuelle de la tête de puits d'un stockage de gaz souterrain" (Convention MIAT-ARMINES n°89.2.30.0007).

Un tel problème nécessite d'analyser l'influence de la nature du fluide sur les différents phénomènes qui régissent l'écoulement.

INTRODUCTION



Les écoulements diphasiques concernent des domaines très variés dans la mesure où ils englobent, par définition, tous les systèmes où deux phases sont en présence. Si on limite le problème aux écoulements gaz/liquide, une autre distinction est encore possible entre écoulements à deux composants où gaz et liquide sont de nature différente (air-eau par exemple) et écoulements mono-constituants, gaz et liquide de même nature (un liquide qui se vaporise).

Seul ce dernier type d'écoulement nous intéresse : considérons un réservoir de gaz liquéfié sous pression (liquide sous-refroidi à haute pression) ; une rupture accidentelle entraîne la dépressurisation du système. Cette détente provoque la vaporisation du liquide et donc un écoulement diphasique d'un liquide et de sa vapeur.

Une littérature abondante traite ce problème, études expérimentales et modélisations. Ces travaux concernent pour la plupart des écoulements eau/vapeur, mais rares sont ceux effectués avec d'autres fluides que l'eau. Or, dans le cadre des études de sécurité, une estimation du débit est nécessaire pour les nombreux produits utilisés par l'industrie.

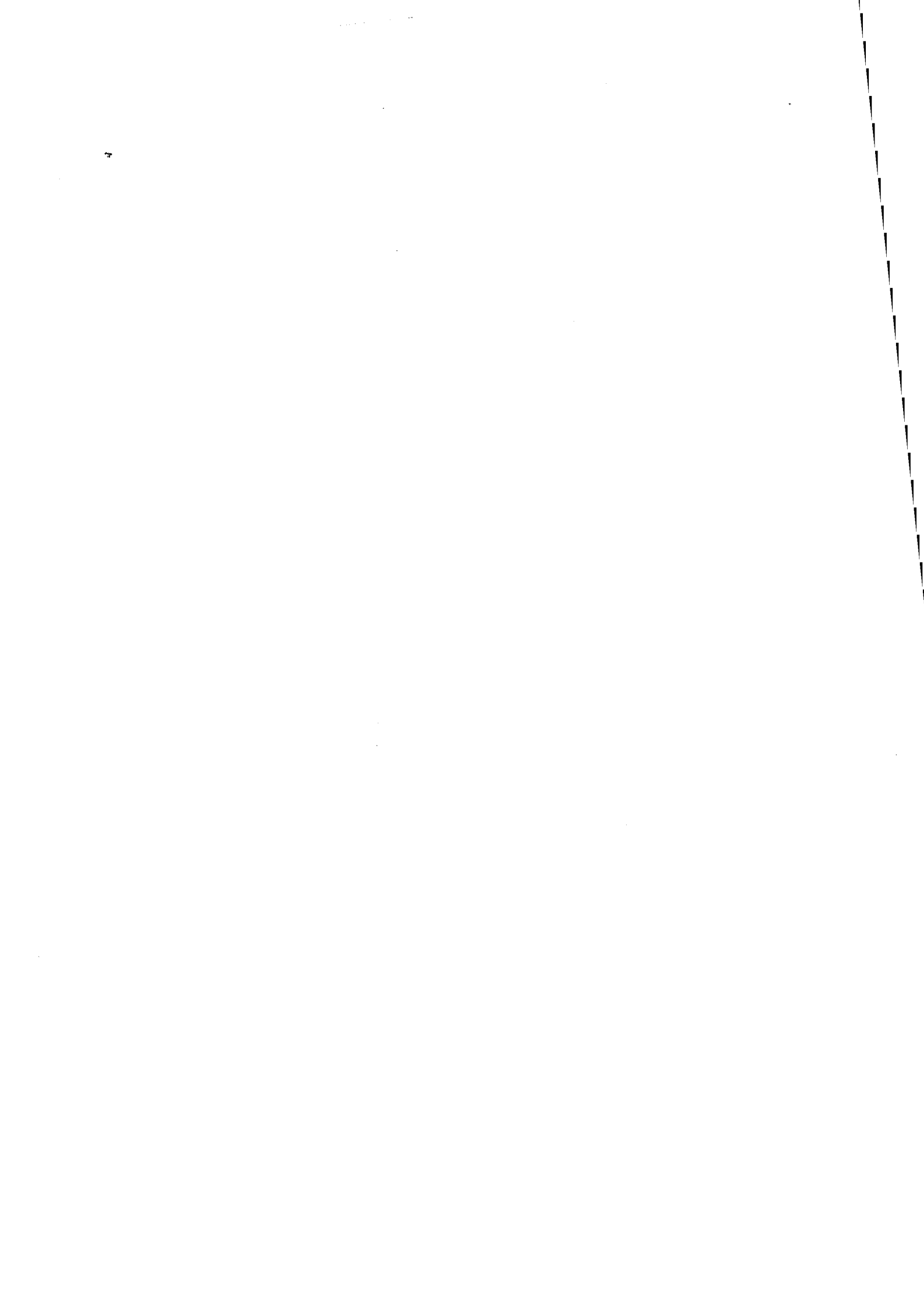
Se pose alors le problème de l'extrapolation des conclusions obtenues avec l'eau à ces nombreux fluides, autrement dit quelle est l'influence des propriétés du fluide sur les différents phénomènes qui régissent un écoulement diphasique ?

Pour tenter de répondre à cette question, nous avons conçu et réalisé un dispositif expérimental. Ce montage a d'abord été utilisé avec de l'eau et plusieurs conduites. Cette étape a permis de retenir une géométrie pour comparer l'eau, le CFC11 et le CFC113.

Les résultats obtenus sont présentés en fonction des différents paramètres (taux de remplissage, longueur et diamètre de la conduite) mais aussi en privilégiant les similitudes ou différences entre les trois fluides utilisés.

L'interprétation de ces mesures est divisée en trois parties. Dans un premier temps, nous étudions les variations des conditions dans le réservoir pour l'ensemble des essais. Les écoulements observés avec l'eau sont utilisés pour déterminer les caractéristiques du montage (interprétation des évolutions de débits en cours de vidange). Enfin, pour les trois fluides testés, les mesures expérimentales sont comparées aux estimations des modèles. Il s'agit alors de déterminer quel phénomène doit être pris en compte pour décrire l'écoulement diphasique.

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE



La vidange d'un réservoir de gaz liquéfié sous pression implique un écoulement diphasique, le liquide se vaporise. L'analyse bibliographique a révélé un grand nombre de travaux concernant ce phénomène. Signe que la solution universelle de ce problème n'a pas été trouvée, il existe un foisonnement de propositions partielles.

Nous proposons, tout d'abord, une présentation des évènements qui se produisent lors de la vidange d'un réservoir de gaz liquéfié sous pression.

Nous nous intéresserons ensuite aux différents modèles qui permettent de calculer le débit de l'écoulement diphasique : une première approche décrit le mélange diphasique comme un pseudo-fluide qui obéit aux mêmes lois qu'un écoulement monophasique. Cependant, des expériences ont montré que les vitesses du gaz et du liquide ne sont pas égales, par conséquent de nouveaux modèles ont été développés pour traduire ce phénomène. D'autres résultats expérimentaux ont mis en évidence l'importance des écarts à l'équilibre (nécessaires à l'apparition d'une phase vapeur) ; ces considérations sont donc prises en compte dans une autre approche des écoulements diphasiques.

Dans une troisième partie, nous étudierons les paramètres qui peuvent influencer l'écoulement, spécialement les conditions dans le réservoir et la géométrie. Enfin, nous présenterons une analyse critique des études : cette partie concerne d'une part la géométrie de la conduite et d'autre part une comparaison entre les résultats expérimentaux publiés pour différents fluides et les estimations fournies par les modèles.

I-1 PRÉSENTATION DES PHÉNOMÈNES

Le but de cette première partie est d'introduire les termes et paramètres importants d'un écoulement consécutif à une dépressurisation. Pour cela, nous allons d'abord décrire qualitativement un écoulement diphasique en le suivant au long d'une canalisation ; nous nous intéresserons ensuite aux études décrivant les différentes structures d'écoulement, puis au mécanisme particulier qu'est le blocage de débit.

I-1-1 DESCRIPTION QUALITATIVE DE L'ÉCOULEMENT

Pour présenter les phénomènes importants, nous allons considérer la rupture d'une canalisation reliée à un réservoir contenant un gaz liquéfié sous pression et décrire l'écoulement consécutif à cette brèche.

En entrant dans la conduite, le fluide subit une accélération. Il y a alors transformation d'énergie potentielle de pression en énergie cinétique ($dP + u/v du = 0$). La pression diminue et devient égale ou légèrement inférieure à la pression de vapeur saturante ; le fluide se trouve en état de surchauffe, d'écart par rapport à l'équilibre thermodynamique. Il y a donc plus ou moins rapidement nucléation, formation de bulles.

La vaporisation fait diminuer la masse volumique moyenne, ce qui impose une nouvelle accélération au fluide (conservation de masse : le rapport vitesse sur masse volumique moyenne reste constant : $G = u/v = \text{cte}$). Cette accélération fait de nouveau baisser la pression et accentue donc la vaporisation.

En l'absence de frottement et d'échanges de chaleur à la paroi, la situation devrait se stabiliser lorsque l'équilibre thermodynamique est établi.

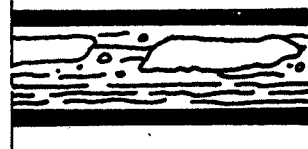
En réalité, il y a une perte de charge continue, plus ou moins importante, qui entraîne une poursuite de la vaporisation, source d'accélération et donc d'amplification de la vaporisation.

Si la longueur est suffisante, la structure de l'écoulement change : éventuellement liquide au départ (sauf si on a un mélange diphasique dans le réservoir) il y a d'abord formation de bulles ; celles-ci grossissent et vont alors interagir, coalescer et évoluer par différentes structures jusqu'à un régime séparé (annulaire ou stratifié), puis éventuellement un écoulement à gouttelettes dispersées dans une phase vapeur. Ces évolutions seront différentes dans le cas d'une conduite horizontale ou

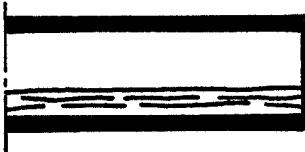
verticale. Nous avons représenté sur la figure I-1-1 différentes structures pour une conduite horizontale.



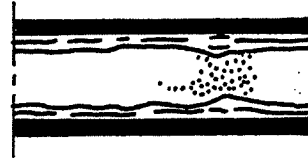
a- écoulement à bulles



b - à bouchons



c- stratifié



d - annulaire

Figures I-1-1 : Différentes structures d'écoulement pour une conduite horizontale.

L'écoulement est sensible à la géométrie de la conduite mais aussi à la taille de la brèche. Nous pouvons citer comme paramètres :

- * l'orientation : horizontale, verticale ou inclinée,
- * la "forme" : présence de convergents ou divergents ou section constante (tube),
- * la géométrie d'entrée : pour les tubes bord d'entrée vif ou arrondi,
- * la longueur (dans le cas de longueur nulle ou très faible, on parle d'orifices),
- * le diamètre...

Nous n'étudierons pas toutes ces grandeurs. Nous avons choisi de nous limiter au cas d'une conduite horizontale de section constante (tube). Par contre, nous nous intéresserons à l'influence des autres grandeurs géométriques citées (longueur, diamètre, forme d'entrée) ainsi qu'à l'état initial du fluide.

En ce qui concerne la taille de la brèche, nous avons uniquement envisagé une rupture franche (guillotine) de la conduite, parce que c'est le cas le plus défavorable en ce qui concerne les études de sécurité visant à évaluer le terme source lors du rejet de produits dangereux.

I-1-2 STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT

La plupart des études spécifiques aux structures des écoulements ont été réalisées avec des systèmes fermés (boucles) et de nombreux auteurs [12-20-24] proposent des cartographies en fonction des vitesses superficielles de chaque phase (vitesse qu'aurait le gaz ou le liquide s'il était seul en écoulement monophasique). De plus, ces expériences sont souvent faites avec deux composants (type air-eau).

Certains chercheurs ont observé les écoulements lors de la vidange d'un réservoir à travers une conduite transparente. Uchida et Narai [89] ont réalisé ce genre d'expérience avec un tube de diamètre 4 mm et de 1,41 m de long. Ils notent que le changement de phase a lieu au milieu du tube et que l'écoulement est fortement accéléré à la fin de la conduite. Leurs observations leur permettent de conclure qu'il n'existe pas d'écoulement séparé ; liquide et gaz sont mélangés de manière homogène, écoulement de gouttelettes dispersées.

Plus récemment, Al Sahan [1] présente des photographies d'écoulements à travers plusieurs conduites en verre : pressions initiales comprises entre 2 et 4 10^5 Pa, diamètre de la conduite 4 mm et des longueurs variant de 0,2 à 0,8 m. Il est intéressant de noter que l'écoulement présente des évolutions de structure semblables quelles que soient les conditions expérimentales. Il se divise en quatre régimes successifs : à bulles, à bouchons, annulaire et homogène, avec bien entendu des zones de transition entre ces différentes structures. Pression initiale et géométrie ne semblent affecter que l'importance relative des différentes parties. Remarquons enfin que le régime qualifié d'homogène par Al-Sahan ressemble à celui observé par Uchida.

Ces études d'écoulement dans le cas de la vidange d'un réservoir ont été menées avec de l'eau. Il n'existe pas, à notre connaissance, d'études équivalentes effectuées avec d'autres fluides.

I-1-3 DÉBITS CRITIQUES

I-1-3-a Point de vue physique

Phénomène bien connu dans les écoulements gazeux, un écoulement critique (ou sonique, ou bloqué) se caractérise par le fait qu'une diminution de pression en aval, en dessous d'un certain seuil, n'a aucune influence sur l'écoulement. Ce seuil est la pression critique qui est atteinte en une section bien déterminée de la conduite, dite section critique, généralement à la sortie. Dans cette

section, la vitesse de l'écoulement est égale à la vitesse du son dans le gaz, ce qui empêche que les perturbations générées en aval soient ressenties en amont.

L'expérience fait apparaître un phénomène analogue pour les écoulements diphasiques. Il est par contre moins facile de définir la vitesse de propagation des petites perturbations dans un fluide diphasique, dans la mesure où ces perturbations ne se déplacent pas avec la même célérité dans chacune des phases. Wallis [95] et Delhaye [19] indiquent que les vitesses de propagation du son dans les fluides diphasiques sont nettement plus faibles qu'en écoulement monophasique (figure I-1-2).

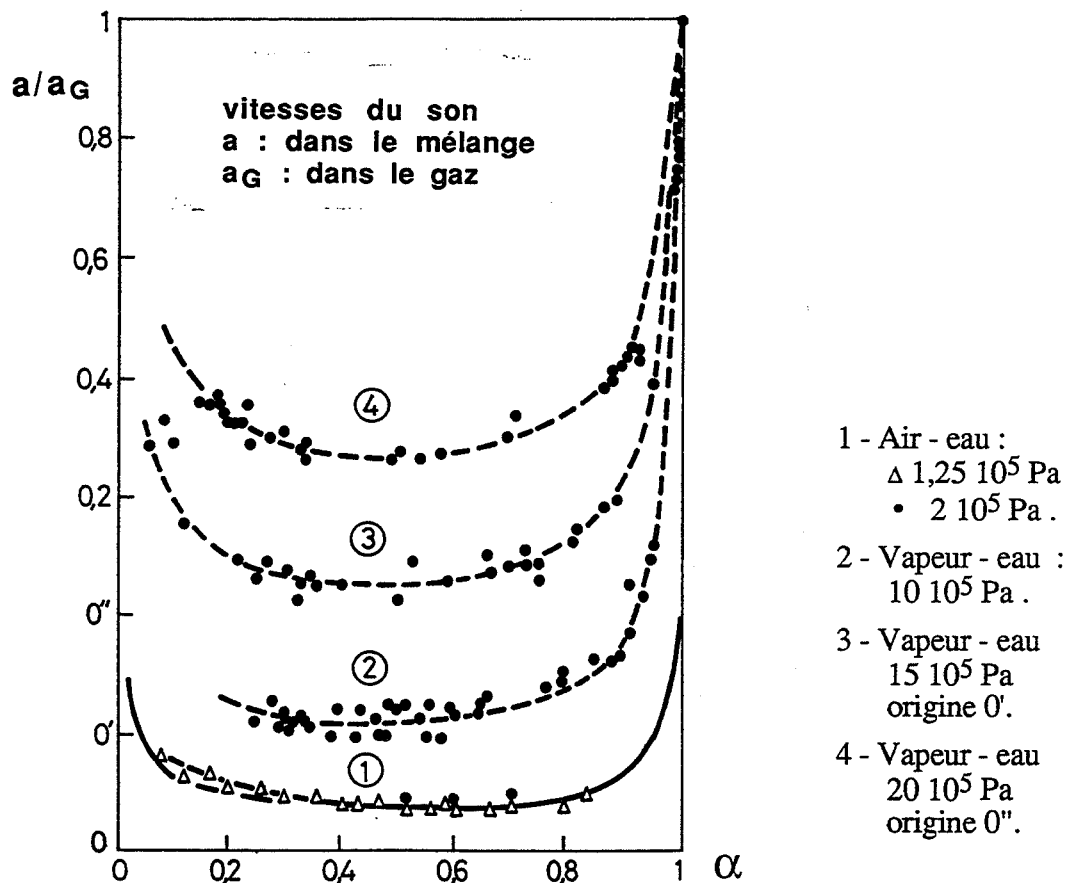


Figure I-1-2 : Vitesse de propagation du son en écoulement diphasique, Delhaye [19].

I-1-3-b Point de vue mathématique

Nous avons voulu ici mettre en évidence les différentes méthodes pouvant être utilisées pour accéder au débit critique dans la mesure où elles sont indépendantes des hypothèses faites pour calculer ce débit.

Nous allons d'abord présenter la façon la plus simple de calculer le débit critique, utilisée chaque fois que possible de préférence aux autres démarches entraînant des calculs plus lourds. Pour pouvoir utiliser cette méthode, toutes les grandeurs qui interviennent dans l'expression du débit ne doivent dépendre que d'une seule variable, généralement la pression ou la température. La condition pour que le débit soit critique est qu'il soit maximum par rapport à cette variable :

$$\left(\frac{dG}{dP}\right) = 0 \quad \text{ou} \quad \left(\frac{dG}{dT}\right) = 0.$$

Dans le cas général, le débit est la solution d'un système d'équations différentielles. Ce système peut être représenté, dans le cas d'un écoulement stationnaire, par :

$$A_{ij} \frac{dx_j}{dz} = C_i.$$

où A_{ij} est une matrice de i lignes et j colonnes et C_i un vecteur

Remarquons que les solutions du système seront :

$$\frac{dX_j}{dz} = \frac{N_j}{\Delta(A_{ij})}$$

N_j déterminant de la matrice où la j^{e} colonne est remplacée par le vecteur C_i .

$\Delta(A_{ij})$ déterminant de la matrice A_{ij} .

Bouré et al. [9] montrent que la condition nécessaire pour atteindre le débit critique est que le déterminant de la matrice soit nul : $\Delta(A_{ij}) = 0$. Dans ces conditions si $N_j \neq 0$ le problème est impossible ; la condition de criticité sera donc : $N_j = 0$. Ils proposent sur cette base un diagramme pour calculer le débit critique en fonction de la longueur (figure I-1-3).

Signalons que Bilicki et Kestin [6] présentent aussi une analyse mathématique rigoureuse et minutieuse de ce problème. Ils étudient notamment l'espace des solutions pour un modèle avec trois équations de conservation dans le cas d'un écoulement vertical. Ils montrent, pour ce cas, l'unicité de la solution correspondant au débit critique ; cette solution ne dépend que des propriétés thermodynamiques du fluide — indépendamment des termes de gravité et de frottement.

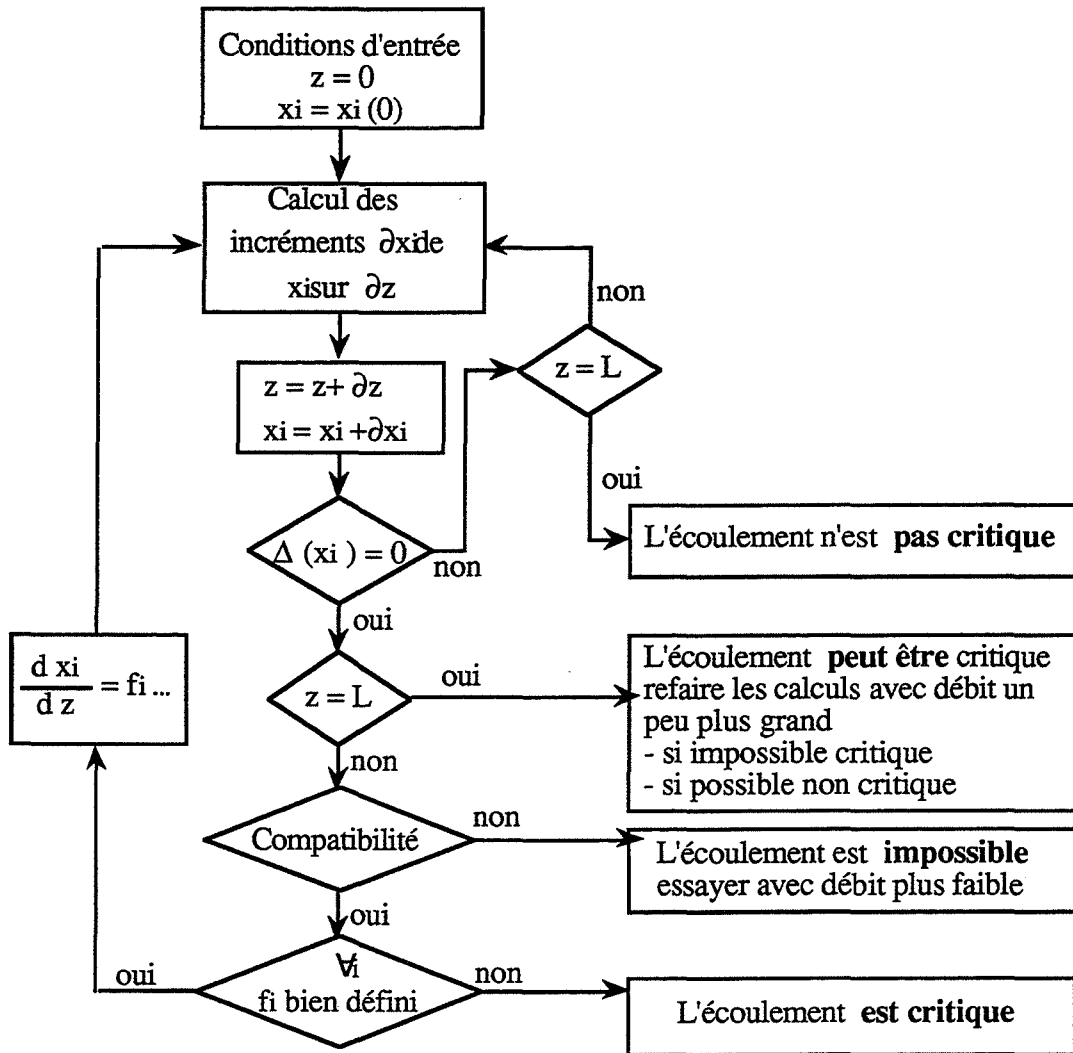


Figure I-1-3 : Organigramme pour le calcul d'un écoulement critique [9-48].

Nous allons retrouver ces différentes façons de calculer un débit critique dans le paragraphe suivant qui traite des modèles proposés dans la littérature. Par la suite, nous nous intéresserons aux paramètres qui influencent l'écoulement.

I-2 MODÉLISATION DU DÉBIT CRITIQUE

Un écoulement diphasique obéit aux lois de la mécanique des fluides, la présence de deux phases impose cependant un nombre d'équations plus important que pour la modélisation d'un écoulement monophasique. Un écoulement diphasique mono-constituant (un liquide et sa vapeur), est aussi caractérisé par un échange de matière entre les deux phases, cet échange est régi par les lois de la thermodynamique.

Les modèles dépendent de la situation envisagée et des hypothèses simplificatrices qui peuvent être retenues ; ceci amène un degré de sophistication plus ou moins élevé.

Nous avons retenu une classification des différentes méthodes présentée par Wallis [96] et qui distingue les modèles homogènes à l'équilibre, ceux qui prennent en compte une différence de vitesse et enfin ceux qui modélisent des écarts à l'équilibre. Dans la mesure du possible, nous essayons de présenter ces modèles en allant du plus simple au plus compliqué ; alors que la description des phénomènes physiques conduit à choisir un ordre contraire.

I-2-1 MODÈLES HOMOGÈNES À L'ÉQUILIBRE

On se réfère généralement au modèle homogène (Homogeneous Equilibrium Model - HEM). Nous avons préféré employer le pluriel, car sur la base des mêmes hypothèses (équilibre thermodynamique et mélange homogène) plusieurs variantes peuvent être utilisées.

Dans tous les cas, un modèle homogène est la façon la plus simple de traiter un écoulement diphasique. Le mélange liquide-vapeur est considéré comme un pseudo-fluide, avec des propriétés moyennes, qui obéit aux mêmes équations qu'un fluide monophasique. Cette démarche suppose que gaz et liquide sont répartis de façon homogène et qu'ils ont la même vitesse ; il s'agit de plus d'un modèle à l'équilibre thermodynamique : les deux phases sont à la même température qui est la température à saturation.

Les hypothèses de base sont donc :

- i écoulement stationnaire et unidimensionnel
- i i les deux phases ont la même vitesse $u_G = u_L = u$
- i i i les deux phases sont à la même température qui est la température à saturation (autrement dit, la pression est la pression de vapeur saturante).

Dans ces conditions, l'écoulement est décrit par les trois équations fondamentales de bilan :
conservation de la matière:

$$\frac{d}{dz} \left(A \frac{u}{v} \right) = 0$$

conservation de la quantité de mouvement:

$$\frac{d}{dz} \left(A \frac{u^2}{v} \right) + A \frac{dP}{dz} = - A \frac{g}{v} \cos \theta - A \tau$$

conservation de l'énergie:

$$\frac{d}{dz} \left(A \frac{u}{v} \left(h + \frac{u^2}{2} \right) \right) = - A \frac{g}{v} \cos \theta - A q$$

avec les fonctions d'état moyennes: volume spécifique $v = (1 - x) v_L + x v_G = v_L + x v_{LG}$

enthalpie $h = h_L + x h_{LG}$

entropie $s = s_L + x s_{LG}$

où x est la qualité c'est à dire la fraction massique du gaz

les volumes spécifiques, enthalpies et entropies sont calculés à saturation.

Dans le cas d'une conduite horizontale de section constante le système se réécrit :

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{u}{v} \right) = 0$$

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{u^2}{v} \right) + \frac{dP}{dz} = - \tau$$

$$\frac{u}{v} \frac{d}{dz} \left(h + \frac{u^2}{2} \right) = - q$$

Par une combinaison linéaire de l'équation de quantité de mouvement et de l'équation d'énergie, on peut écrire une équation d'entropie :

$$T \frac{ds}{dz} = \frac{qv}{u} + \tau v$$

A ce stade, il est encore possible d'introduire des hypothèses concernant la nature de la détente pour résoudre le système d'équations.

I-2-1-a Détente isentropique (IHE)

Cette façon d'aborder le problème conduit au modèle le plus simple et apparaît par conséquent dans la majeure partie des études traitant des écoulements diphasiques [14-19-47-72-96]. Nous avons choisi, conformément à certains auteurs [14] de nommer cette méthode IHE (Isentropic Homogeneous Equilibrium). Remarquons cependant que le nom HEM est souvent utilisé avec l'hypothèse d'isentropie [59-67].

Si les frottements et les échanges de chaleur sont négligeables, l'écoulement est isentropique : tous les membres de droite des équations de bilan sont nuls. En reprenant chaque équation, il est possible d'exprimer le débit en fonction d'une seule variable :

L'équation de conservation de la matière permet d'exprimer le débit en fonction de la vitesse et du volumique spécifique :

$$G = \frac{u}{v}$$

L'équation d'entropie permet de calculer la qualité en fonction de la température (ou de la pression) :

$$x = x_0 + \frac{s_L - s_{L0}}{s_{LG}} \text{ où l'indice 0 se réfère aux conditions initiales, dans le réservoir ;}$$

cette expression est utilisée pour déterminer les fonctions d'état moyennes :

$$\text{volume spécifique } v = v_L + x v_{LG}$$

$$\text{enthalpie } h = h_L + x h_{LG}.$$

L'équation de conservation de l'énergie permet d'accéder à la vitesse u :

$$u = \left(2 \left(h_0 + \frac{u_0^2}{2} \right) - (h_L + x h_{LG}) \right)^{1/2}$$

L'expression du débit est alors une équation fonction de la température ou de la pression. Le calcul du débit critique équivaut à chercher le maximum de cette équation (démarche exposée précédemment).

Avec ces hypothèses, il apparaît surtout que le débit est indépendant de la longueur de la conduite et ne fait pas intervenir de relations empiriques.

I-2-1-b Modèle de Fauske (ERM Equilibrium Rate Model)

Fauske et Epstein [31] ajoutent deux hypothèses supplémentaires à cette démarche : ils considèrent que la pression critique n'est pas très différente de la pression dans le réservoir. Ils supposent aussi que la qualité reste faible. Ceci leur permet d'exprimer le débit uniquement en fonction des conditions qui règnent dans le réservoir :

$$G = \sqrt{\frac{-dP}{dv}} = \frac{dP}{dT} \sqrt{\frac{T}{c_{PL}}} = \frac{h_{LG}}{v_{LG}} \sqrt{\frac{1}{c_{PL}T}}$$

C'est une méthode qui est nettement plus simple que celle déjà exposée qui consiste à trouver un maximum. Elle a servi de support au travail effectué dans le groupe DIERS [21-29]. Elle permet de calculer immédiatement le débit G en prenant les valeurs de c_{PL} , h_{LG} , v_L, v_G trouvées dans les tables thermodynamiques. Si ces valeurs ne sont pas connues, le groupe DIERS a élaboré un calorimètre qui permet de déterminer c_{PL} et dP/dT [29].

Plus récemment, Leung [57-58] propose une méthode généralisée au cas d'un mélange diphasique entrant dans la conduite. Il propose des corrélations qui permettent de calculer le débit, sur la base des résultats obtenus avec ce modèle, mais aussi le rapport de la pression critique sur la pression initiale η_C en fonction des conditions dans le réservoir.

I-2-1-c Détente adiabatique - Estimations de la perte de pression due aux frottements

En supposant un écoulement adiabatique, les échanges de chaleur sont négligés mais les frottements sont pris en compte.

La particularité de ces méthodes par rapport à ce qui vient d'être exposé réside en la nécessité d'exprimer le coefficient de frottement τ , qui intervient dans l'équation de bilan de quantité de mouvement. Une littérature relativement importante traite de ce problème et plus particulièrement du calcul de la perte de pression. Nous avons retenu les synthèses de Giot [44], Chisholm [11] et Friedel [36] dont nous proposons uniquement ici une présentation succincte.

Remarquons surtout que cette analyse concerne tous les calculs de la perte de pression due aux frottements et pas exclusivement le modèle homogène.

En considérant que le fluide est homogène, la méthode la plus simple consiste à utiliser la même expression que pour un fluide monophasique : $\tau = \lambda u^2/2D = \lambda G^2 v/2D$, où λ est fonction de la rugosité à la paroi et du nombre de Reynolds, $Re = GD/\mu$.

Le calcul du nombre de Reynolds nécessite de définir la viscosité du fluide diphasique μ . Plusieurs méthodes ont été proposées [2-12-44], parmi lesquelles on trouve la viscosité du liquide ($\mu = \mu_L$), du gaz ($\mu = \mu_G$), ou une viscosité moyenne fonction de la fraction massique ($\mu = (1-x)\mu_L + x\mu_G$) [13] ou volumique ($\mu = (1-\alpha)\mu_L + \alpha\mu_G$).

Par ailleurs, de nombreuses corrélations existent pour estimer ce gradient de pression dû aux frottements. La plupart reposent sur les grandeurs adimensionnelles, dont les premières ont été introduites par Lockhart et Martinelli [69] à la fin des années 40 :

$$\Phi_K^2 \triangleq \frac{dP/dz}{(dP/dz)_K} \qquad X^2 \triangleq \frac{\Phi_G^2}{\Phi_L^2} = \frac{(dP/dz)_L}{(dP/dz)_G}$$

$$\Phi_{K0}^2 \triangleq \frac{dP/dz}{(dP/dz)_{K0}} \qquad \Gamma^2 \triangleq \frac{\Phi_{G0}^2}{\Phi_{L0}^2} = \frac{(dP/dz)_{L0}}{(dP/dz)_{G0}}$$

où dP/dz : gradient de pression dû aux frottements pour l'écoulement diphasique,

$K = L$ ou G

$(dP/dz)_K$: gradient de pression dû aux frottements en considérant l'écoulement de la phase K seule dans le même tube, avec le débit de cette phase dans l'écoulement diphasique,

$(dP/dz)_{K0}$: gradient de pression dû aux frottements en considérant l'écoulement de la phase K seule dans la même conduite, avec un débit égal au débit diphasique.

Des résultats expérimentaux, obtenus avec de l'eau et de l'air, permettent de tracer Φ_G^2 en fonction de X . Cette grandeur X , dite paramètre de Lockhart-Martinelli, est fonction du régime hydrodynamique (turbulent ou laminaire) du gaz et du liquide, considéré seul dans la conduite (4 cas envisagés). Ces courbes sont alors utilisées pour estimer dP/dz .

Par la suite d'autres corrélations sont proposées selon le même principe. Ainsi Katsuhara et Richardson proposent : $\Phi_L^2 = (1-\alpha)^{-n}$ où $n = 1,75$. Parmi les plus classiques, nous pouvons citer la méthode de Martinelli et Nelson qui repose sur des écoulements eau-vapeur et où la perte de pression est estimée en fonction de la qualité et de la pression : courbes $\Phi_{L0}^2 = f(\alpha)$ pour différentes pressions.

Certains auteurs, et notamment Baroczy [4], définissent des équations semi-empiriques qui dépendent aussi du débit. En 1973, Chisholm [11] modifie cette méthode et propose : $\Phi_{L0}^2 = 1 + (\Gamma^2 - 1) (B x^{(2-n)/2} + x^{2-n})$ où B est un coefficient fonction de Γ et G , $n = 0,25$.

A partir d'essais réalisés avec plusieurs géométries et différents mélanges, parmi lesquels eau-vapeur, Lombardi et Pedrocchi (cité par Giot [44] et Friedel [36]) obtiennent l'expression :

$$\frac{dP}{dz} = K G^n \frac{\sigma^{0,4}}{\rho^{0,86} D^{1,2}} \quad \text{avec pour un tube circulaire } K = 0,83 \text{ et } n = 1,4$$

et	$500 < G \text{ (kg/m}^2\text{s)} < 5000$	$5 < D \text{ (mm)} < 25$
	$0,1 < L \text{ (m)} < 4$	$15 < v_G/v_L < 100$
	$0,02 < \sigma \text{ (N/m)} < 0,08$	$0,01 < x < 0,98$

Plus récemment, plusieurs auteurs ont analysé la perte de pression due aux frottements pour différentes structures d'écoulement (à bulles[2], stratifié ou annulaire) [11]. Il s'agit toujours de corrélations semi-empiriques. Cependant, les différents régimes d'écoulement, et leurs zones de transition, sont encore très mal connus pour les écoulements mono-constituants. Il s'en suit que l'utilisation de cette approche est délicate dans le cas d'écoulements d'un liquide qui se vaporise.

Les relations que nous avons retenues sont certes anciennes, mais sont encore fréquemment utilisées. De par sa nature, il est clair que ce type de démarche peut entraîner de graves erreurs dès lors que ces corrélations sont utilisées en dehors du domaine pour lequel elles ont été validées. Cependant, il n'existe pas d'approche plus fondamentale. Les comparaisons entre les résultats expérimentaux, de diverses origines, et les estimations fournies par les corrélations sont donc particulièrement intéressantes et abordées par plusieurs auteurs[23-36-11].

En 1977, Friedel [36], sur la base d'environ 6500 points expérimentaux dont près de 5000 pour des écoulements gaz-liquide à un composant (eau et CFC12), analyse statistiquement les erreurs de différentes corrélations pour la perte de pression due aux frottements et la fraction de vide. Il remarque qu'aucune expression n'est capable de traduire tous les résultats de manière nettement supérieure. Néanmoins, la méthode de Baroczy corrigée par Chisholm (qu'il recommande pour le CFC12), celle de Lombardi-Pedrocchi (recommandée pour l'eau) ainsi que l'expression homogène, qui est la plus simple mais n'est pas valide pour les hautes qualités, fournissent les meilleurs résultats.

Ce même auteur [37-39] propose alors de nouvelles corrélations qui, outre les paramètres déjà cités, dépendent notamment des nombres de Weber et de Froude. La comparaison de ces estimations aux points expérimentaux montre un écart plus faible que pour les expressions déjà évoquées (la dispersion définie par $\sqrt{\sum x^2 / (n-f-1)}$ avec $x = (R_{\text{exp}} - R_{\text{cal}}) / R_{\text{cal}}$ où $R = (\Delta P / \Delta z)$ est d'environ 25% au lieu de 35 à 45%).

La prise en compte des frottements implique que le débit n'est pas indépendant de la longueur. Il devient une caractéristique de l'écoulement qui doit être choisie de telle façon que la section critique soit la section de sortie.

Pour un modèle homogène à l'équilibre, il suffit de résoudre les trois équations différentielles de bilan. La méthode de détermination de la section critique (I-1-2-b) par annulation du déterminant peut être utilisée.

Mais certains auteurs proposent une démarche différente. Ainsi, Van den Akker [92] estime la qualité à partir d'un bilan isenthalpique. Le débit est alors fonction d'une seule variable. Il estime la perte de pression due aux frottements avec les expressions du liquide. L'équation de quantité de mouvement, équivalente à l'équation de Bernoulli pour un fluide compressible:

$$v \, dP + G^2 v \, dv + \lambda v^2 \frac{G^2}{2} \frac{dz}{D} = 0$$

est utilisée pour calculer la longueur pas à pas jusqu'à la section critique caractérisée par une forte variation de pression.

I-2-1-d Le modèle "UIC" (Union de l'Industrie Chimique)

La démarche présentée par l'Union de l'Industrie Chimique (UIC) [80] se rapproche du modèle homogène dans la mesure où elle s'appuie sur les mêmes hypothèses : même vitesse et équilibre thermodynamique. Cependant, elle diffère des méthodes présentées jusqu'ici lors de la prise en compte de la spécificité de l'écoulement critique puisque les conditions critiques ne sont pas calculées mais imposées. C'est une approche simplifiée du problème dans la mesure où l'écoulement diphasique est traité par similitude avec un écoulement liquide.

Les auteurs proposent les hypothèses supplémentaires suivantes :

- la pression critique : $P_C = 0,55 P_0$, cette valeur provient d'études expérimentales avec de l'eau.
- la qualité x est calculée à partir d'un bilan enthalpique entre le réservoir (P_0, T_0) et la section critique ($P_C = 0,55 P_0, T_C$) :

$$x = 1 - \exp\left(\frac{c_{PL} (T_C - T_0)}{h_{LG}}\right) \approx \frac{c_{PL} (T_C - T_0)}{h_{LG}} ;$$

ce qui permet d'accéder au volume spécifique à la sortie :

$$v = v_L + x v_{LG}$$

L'équation de Bernoulli entre P_0 et P_C est utilisée pour calculer la vitesse de sortie :

$$u = \left(\frac{2 \left(v (P_0 - 0,55 P_0) + g \left(h_{\text{réservoir}(t)} \frac{v}{v_L} - h_{\text{brèche}} \right) \right)}{1 + \xi - \left(\frac{C_D A_{\text{brèche}}}{A_{\text{réservoir}(t)}} \right)} \right)^{1/2}$$

$$G = \frac{u C_D A_{\text{brèche}}}{v}$$

avec C_D coefficient de striction (= 0,6)

ξ coefficient de perte de charge singulière

A section de la brèche ou du réservoir

h hauteur de la brèche ou du réservoir.

Les auteurs poursuivent l'analogie avec un écoulement liquide en appliquant un coefficient de striction sur la section de la conduite. Ceci ne nous paraît pas justifié et reste le point le plus critiquable de la démarche.

Signalons enfin que d'autres modèles ont été proposés avec des hypothèses analogues et l'utilisation de l'équation de Bernoulli [74].

I-2-2 MODÈLES AVEC ÉCART DE VITESSE

Les modèles considérés jusqu'à présent supposent que les deux phases ont la même vitesse. Or, la masse volumique du gaz est beaucoup plus faible que celle du liquide ; soumis à un même gradient de pression il est donc plus accéléré. Ceci est d'autant plus facile à concevoir dans le cas d'un écoulement à structure séparée, annulaire ou stratifiée.

I-2-2-a Modèles à glissement [Moody 71- Fauske 25-26]

Les hypothèses de ces modèles sont les mêmes que celles du modèle homogène isentropique à une exception près, prise en compte d'une différence de vitesse entre les phases :

- i écoulement stationnaire et unidimensionnel
- ii les deux phases sont à la même température qui est la température à saturation
- iii écoulement isentropique

Par contre, les deux phases n'ont pas la même vitesse et on définit un rapport des vitesses :

$$K = \frac{u_G}{u_L}$$

Le débit s'exprime alors en fonction de deux variables, la pression P (ou la température T) et le rapport des vitesses K. Une hypothèse supplémentaire est introduite :

iv les deux variables P (ou T) et K sont indépendantes.

Le principe est de rechercher le maximum de débit théorique que l'on peut obtenir en faisant varier le rapport des vitesses K. Ceci permet d'écrire :

$$\left(\frac{\partial G}{\partial K}\right)_P = 0 \text{ et } \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_K = 0 ;$$

il suffit alors de calculer le rapport des vitesses K pour lequel le débit est maximum. Moody [71] choisit de dériver l'équation d'énergie cinétique et propose pour le glissement : $K = \left(\frac{v_G}{v_L}\right)^{1/3}$.

Fauske [25-26] utilise l'équation de quantité de mouvement ; il obtient ainsi : $K = \left(\frac{v_G}{v_L}\right)^{1/2}$.

Dans les deux cas, le débit s'exprime en fonction de variables qui dépendent uniquement de la pression ou de la température. Il s'agit alors de trouver le maximum de cette fonction.

$$G = \left(\frac{2 \left(h_0 - h_L - \frac{h_{GL}}{SGL} (s_0 - s_L) \right)}{\left(\frac{K (s_G - s_0) v_L}{SLG} + \frac{(s_0 - s_L) v_G}{SLG} \right)^2 \left(\frac{s_0 - s_L}{SLG} + \frac{s_G - s_0}{K^2 SLG} \right)} \right)^{1/2}$$

I-2-2-b Modèle à glissement relatif

En 1972, Giot et Fritte [43] développent un modèle à glissement pour un écoulement à structure annulaire. Partant du principe qu'il n'y a aucune raison de considérer le glissement comme une variable d'état, ils proposent un modèle à quatre équations différentielles :

- une équation de conservation de la matière
c'est la somme des équations pour chaque phase
- une équation de conservation de l'énergie
à nouveau la somme des équations pour chaque phase
- deux équations de quantité de mouvement, une pour chaque phase.

Les deux équations de quantité de mouvement peuvent être utilisées sous une autre forme : la somme fait apparaître l'équation de conservation de la quantité de mouvement globale dans laquelle les termes d'interfaces n'interviennent plus ; la différence ne fait plus intervenir la pression, c'est une équation de mouvement relatif.

Ces auteurs montrent qu'une des équations de quantité de mouvement ou de bilan énergétique peut être remplacée par une équation d'entropie, combinaison linéaire des précédentes.

Les équations différentielles peuvent s'écrire sous forme matricielle en choisissant quatre variables. Les conditions critiques peuvent être déterminées par l'annulation du déterminant de la matrice.

Par contre il est nécessaire d'intégrer les équations différentielles pour connaître le débit et il faut alors exprimer l'échange de quantité de mouvement entre les phases. Les auteurs proposent deux corrélations empiriques pour le cas d'un écoulement à structure séparée ; celles-ci ne sont pas fonction du rapport mais de la différence des masses volumiques.

I-2-2-c Modèle avec glissement local ("Drift flux model")

Wallis [95] propose, dès 1963, un modèle unidimensionnel avec une différence de vitesse uniforme entre les deux phases. En 1965, Zuber et Findlay [100] complètent ce modèle pour un écoulement bidimensionnel en introduisant un paramètre de distribution. Environ dix ans plus tard, Ishii et Zuber [55-56-57] présentent des valeurs de différences de vitesse provenant de résultats expérimentaux.

Enfin, Bilicki et al. [7] reprennent en 1987 ces modèles et en présentent une autre écriture. La simplification essentielle provient de la définition de la qualité (x) en fonction du taux de vide (α) qui ne fait pas intervenir la différence de vitesse. Ce choix permet alors de définir des grandeurs moyennes et de décrire l'écoulement par trois équations de bilan plus une expression pour la différence de vitesse, cette dernière expression provenant des résultats expérimentaux de Ishii et Zuber.

Le système d'équations décrivant l'écoulement est, dans le cas d'une conduite horizontale:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{u}{v} \right) = 0$$

$$\frac{dP}{dz} + \frac{d}{dz} \left(\frac{u^2 + x y u L G^2}{v} \right) = - \tau$$

$$\frac{d}{dz} \left[h + \frac{u^2}{2} + \frac{3}{2} x y u_{LG}^2 + x y \frac{u_{LG}}{u} \left(h_G - h_L - \frac{1}{2} (y - x) u_{LG}^2 \right) \right] = \frac{qV}{u}$$

où $y = 1 - x$

$$u_{LG} \triangleq u_G - u_L.$$

Bilicki et al. proposent pour cette différence de vitesse :

$$u_{LG} = \frac{u_{Gj} + (C_0 - 1) u}{y \left[1 - C_0 \left(1 - \frac{v_L}{v} \right) \right]}$$

où u_{Gj} est la vitesse de dérive locale du gaz qui est fonction de la vitesse du gaz u_G et de la vitesse apparente du mélange J (rapport du débit volumique sur la section) :

$$u_{Gj} = u_G - C_0 J$$

$$J = \alpha u_G + (1 - \alpha) u_L.$$

C_0 est un paramètre de distribution, prenant en compte l'aspect bidimensionnel de l'écoulement.

u_{Gj} et C_0 sont déterminés expérimentalement pour différentes pressions et plusieurs structures d'écoulement.

I-2-3 MODÈLES HORS ÉQUILIBRE

Dans cette troisième famille de modèles, on prend en compte les écarts à l'équilibre thermique : les deux phases n'ont plus la même température. Par conséquent, on ne peut pas considérer les deux phases en équilibre thermodynamique.

Les premiers phénomènes liés aux écarts thermodynamiques vont apparaître lors de la formation des bulles (nucléation). De plus, si les deux phases sont présentes à des températures différentes, il faut prendre en compte les transferts thermiques entre le liquide et le gaz.

I-2-3-a Modèles empiriques

La façon la plus simple de prendre en compte les écarts à l'équilibre est l'introduction de coefficients empiriques. Henry [53-54] propose ainsi de corriger les valeurs de la qualité obtenues en faisant l'hypothèse d'un écoulement isentropique (modèle à l'équilibre ou avec glissement) :

$$N_E = \frac{x}{K x_E}$$

où x_E est la qualité à l'équilibre

K est le rapport entre les vitesses.

$N_E K$ est alors inférieur à 1. Des résultats expérimentaux [53] permettent d'ajuster ce coefficient N_E .

La même procédure est proposée par Fauske [29] en complément du modèle ERM, déjà présenté, dans le cas de longueur faible.

I-2-3-b Modèle gelé (HFM Homogeneous Frozen Model)

Ce modèle est un cas extrême par rapport aux modèles à l'équilibre puisqu'il suppose qu'il n'y a pas le moindre changement de phase. Les hypothèses sont :

- i écoulement stationnaire et unidimensionnel
- ii les deux phases ont la même vitesse $u_G = u_L$
- iii pas de transfert de masse ou d'énergie entre les phases
- iv frottements à la paroi et gravité négligés.

Si la qualité est nulle à l'entrée, l'écoulement reste purement liquide et modélisé par l'équation de Bernoulli. Dans le cas de la présence d'une fraction vapeur, on suppose qu'elle se comporte comme un gaz parfait subissant une détente isentropique. Le débit s'écrit en fonction de la pression :

$$G = \frac{u}{v}$$

$$\text{avec } v = x_0 v_{G0} \eta^{-\frac{1}{\gamma}} + (1 - x_0) v_{L0}$$

$$u = \left\{ 2 P_0 \left[\frac{\gamma}{\gamma-1} x_0 v_{G0} \left(1 - \eta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) + (1-x_0) v_{L0} (1-\eta) \right] \right\}^{1/2}$$

où $\eta = \frac{P}{P_0}$

γ : coefficient de détente isentropique de la vapeur.

Une fois de plus, le débit s'exprime en fonction d'une seule variable et passe par un maximum qui est le débit critique.

1-2-3-c Modèle de Lackmé

Ce modèle, qui a le mérite d'être particulièrement simple, s'applique à une phase liquide à l'entrée, essentiellement liquide sous-refroidi ou, à la limite, saturé sans bulles de vapeur [61-62].

Les principales hypothèses de ce modèle sont :

- i écoulement stationnaire et unidimensionnel
- ii les deux phases ont la même vitesse $u_G = u_L$
- iii pas de frottement dans la zone diphasique
- iv écoulement adiabatique.

Par contre, il prend en compte deux types d'écart à l'équilibre thermodynamique :

- * la vaporisation ne commence que lorsque la pression est plus basse que la pression de vapeur saturante: $P = k P_v(T_0)$ avec $0,92 < k < 0,98$.
- * à partir de ce moment, seule une fraction du fluide participe aux échanges entre liquide et vapeur, l'autre fraction reste à la température d'entrée. Cela traduit le fait que seul le liquide voisin des bulles fournit de la chaleur pour la vaporisation. Les transferts sont négligeables avec l'autre fraction du liquide qui reste donc à la température initiale.

Le débit peut alors être déterminé tout simplement par l'équation de Bernoulli écrite dans la région monophasique, entre P_0 et $k P_v(T_0)$. Cette région représente l'essentiel de l'écoulement (longueur monophasique voisine de la longueur totale). Si cette dernière approximation est trop grossière, il suffit de procéder par itération : le débit calculé permet d'évaluer la longueur diphasique et donc d'obtenir une valeur plus juste de la longueur monophasique.

I-2-3-d Modèles quantifiant la nucléation

Une littérature importante traite de la nucléation ; une présentation détaillée de ce phénomène dépasse le cadre de notre travail. Plusieurs auteurs présentent une synthèse des études concernant la nucléation : Yan [98], Berne [5], Giot [45].

Nous pouvons distinguer deux types de nucléation:

- * la nucléation homogène qui a lieu au sein du liquide,
- * la nucléation hétérogène, où la formation des bulles est facilitée par un élément extérieur au liquide (impuretés, paroi, micro-bulles gazeuses, etc...).

Ce deuxième type de nucléation, plus facile, est couramment retenu pour décrire la formation des bulles en autovaporisation.

Il existe deux démarches pour modéliser la nucléation hétérogène. La première consiste à fixer un nombre de sites de nucléation et un diamètre de bulles initiales, modèle de Richter [78] par exemple. Schewllnus [81] reprend les principales hypothèses de cette étude mais calcule le nombre de bulles à partir du taux de vide et du diamètre des bulles. Une autre approche se base sur le modèle de Hsu qui décrit, en 1962, la nucléation qui se produit à une paroi chauffée, reporté par Giot [45] par exemple. En 1986, Shin et Jones [84] proposent un modèle de cavités activées pour décrire la nucléation en autovaporisation. Plus récemment, Yan [98] reprend et améliore ce modèle.

Dans les deux cas, il faut soit fixer le nombre de sites de nucléation, soit avoir une bonne connaissance de l'état de surface.

Ces deux approches nécessitent de modéliser le transfert de chaleur qui permet le grossissement des bulles. Deux mécanismes de vaporisation sont généralement retenus pour modéliser les transferts de masse [5]:

- vaporisation liée au transfert de chaleur par conduction dans la phase liquide.
- vaporisation liée au transfert de chaleur à l'interface par convection entre le liquide et l'interface, le mouvement relatif des deux phases étant à l'origine de cette convection. La prise en compte de ce mouvement relatif peut se faire par une différence de vitesse constante.

La turbulence peut aussi jouer un rôle important : augmentation des échanges thermiques convectifs mais aussi fractionnement des bulles (donc plus de surface d'échange). Ce phénomène est pris en compte par peu de modèles.

Yan [96] suppose que seule la conduction intervient, en précisant que, si nécessaire, les effets de la turbulence et la convection peuvent être pris en compte. Richter utilise conduction et convection en reprenant, par exemple, pour le régime à bulles un coefficient de transfert de chaleur d'une simple bulle dans un milieu infini.

Signalons que la plupart des modèles cités ici [78-81-98] sont en fait des modèles où tous les déséquilibres sont calculés (modèles à deux fluides ou à six équations) dont nous avons extrait la partie concernant la nucléation.

I-2-3-e Modèles à deux fluides

Il s'agit de modèles capables de représenter tous les écarts à l'équilibre. Cette famille de modèles rassemble les études qui prennent en compte les déséquilibres cinématique et thermique déjà décrits, aussi nous ne présentons pas ces modèles en détail.

La démarche consiste à écrire les équations différentielles de conservation (matière, quantité de mouvement, énergie) pour chacune des phases. Ces équations contiennent des termes d'interaction, d'échanges entre les deux phases et entre chaque phase et la paroi - sept au total. Les conditions qui règnent dans le réservoir, y compris la description des sites de nucléation éventuels, servent de conditions initiales et la résolution du système permet de se déplacer au long de l'écoulement. La difficulté réside en l'expression des termes interfaciaux, échange de quantité de mouvement entre les deux phases par exemple.

Des modèles opérationnels existent [78-81-98] ; certains proposent des lois d'interaction par structure d'écoulement (à bulles et annulaire) avec une moyenne permettant de raccorder ces deux types. Ces lois sont dérivées d'études dans des circonstances beaucoup plus simples : Richter, par exemple, propose une fonction empirique du taux de vide pour modifier les corrélations de frottements d'une simple bulle dans un milieu infini. Il impose aussi la densité de sites de nucléation ainsi que le diamètre des bulles initiales. Ces valeurs, adaptées pour représenter les résultats expérimentaux, sont jugées irréalistes par van den Akker [93].

Remarquons enfin l'existence de codes de calcul récents spécifiques à l'analyse de sûreté des réacteurs à eau sous pression : CATHARE ou TRAC.

I-2-4 CONCLUSIONS SUR LA MODÉLISATION DU DÉBIT

Cette présentation des modèles ne prétend pas être exhaustive. Nous nous sommes surtout attachés à faire apparaître les diverses façons d'aborder le problème et surtout le choix de considérer ou de négliger les différents phénomènes (vitesses différentes et/ou écart à l'équilibre)

Il ressort de cette étude que la détermination du débit impose, dans tous les cas, des hypothèses : soit en amont du système pour le premier type de modèle (homogénéité et équilibre), soit plus tard, pour exprimer les termes interfaciaux qui interviennent si les déséquilibres sont calculés (hypothèse de similitude avec des études dans des conditions plus simples ou introduction de relations empiriques).

Dès à présent, deux remarques nous paraissent importantes :

- d'une part, ce sont les différences entre les résultats expérimentaux et les estimations fournies par les modèles les plus simples qui ont conduit à développer des modèles prenant en compte les déséquilibres : les modèles à l'équilibre sous-estiment généralement les débits obtenus expérimentalement alors que des différences de vitesse ou des écarts à l'équilibre permettent de calculer des débits plus élevés.

- d'autre part, bien que la prise en compte de tous les écarts à l'équilibre (modèle à deux fluides) soit le principe le plus satisfaisant d'un point de vue théorique, une telle démarche nécessite de connaître de nombreuses précisions sur l'état initial du système (températures de chaque phase, qualité mais aussi caractéristiques de la nucléation). Or ces paramètres sont difficiles à évaluer pour une installation industrielle.

Wallis [96] et Lantzy [65] insistent particulièrement sur cette limite et préconisent l'utilisation d'un modèle à l'équilibre : Wallis retient surtout la simplicité de ces modèles et propose l'utilisation de coefficients empiriques pour corréliser les résultats expérimentaux. Lantzy recommande l'utilisation d'un modèle hors-équilibre pour une longueur de conduite nulle, de HEM pour toute longueur de conduite supérieure à 0,1 m et une interpolation pour les cas intermédiaires.

Remarquons que certains récusent une telle démarche. Ainsi, Richter [78] pense que le modèle homogène isentropique donne de bons résultats si les effets d'écart à l'équilibre et de frottements se compensent. Effectivement ces deux phénomènes, négligés par le modèle IHE, provoquent des effets inverses sur le débit.

Si la qualité critique est faible, Giot [47] préconise l'utilisation de la méthode de Lackmé. Dans le cas d'une forte qualité, il recommande la prise en compte d'une différence de vitesse, le choix du modèle est alors fonction de la géométrie.

Cette rapide présentation des recommandations pour le choix d'un modèle met en évidence l'importance d'autres facteurs et notamment la géométrie de la conduite. Aussi, nous allons maintenant présenter les différents paramètres qui peuvent influencer l'écoulement ; par la suite nous comparerons les estimations fournies par les modèles aux résultats expérimentaux en nous intéressant particulièrement à la nature du fluide.

I-3 PRINCIPAUX PARAMÈTRES

Nous allons présenter ici les paramètres qui peuvent influencer l'écoulement.

Deux types de grandeurs sont regroupés ici : celles liées à l'état du fluide dans le réservoir puis celles liées à la géométrie de la conduite, en nous limitant toujours à une canalisation horizontale.

I-3-1 PRESSION ET ÉTAT DU FLUIDE DANS LE RÉSERVOIR

L'influence de la pression initiale mais aussi de la qualité (fraction massique de la vapeur) dans le réservoir vont être analysées dans cette partie.

Dans le cas d'un réservoir de faibles dimensions, ces paramètres peuvent varier en cours de vidange. Aussi, nous présentons une démarche qui permet de prendre en compte ces évolutions pour le calcul du débit d'écoulement.

I-3-1-a Influence de la pression initiale

La pression amont, seul paramètre que l'on retrouve systématiquement dans tous les modèles, influence bien évidemment l'écoulement : le débit massique augmente avec la pression initiale. Il est, par contre, plus intéressant de s'interroger sur l'influence de la pression relative P_R , soit le rapport de la pression P_0 sur la pression critique au sens thermodynamique P_{ct} . Au point critique, il n'existe plus de gaz et de liquide, mais une seule phase. Les différences entre liquide et gaz vont donc en s'amenuisant quand P_R tend vers 1.

Les études expérimentales publiées par Kevorkov [59] ou Fauske [26] couvrent une large plage de pression ; ceci permet de comparer les prévisions des modèles en fonction de P_R . Ainsi, la figure I-3-1 présente les débits expérimentaux de Kevorkov pour des pressions qui varient de 0,3 à 9 MPa et ceux calculés par le modèle IHE. On constate que pour les faibles pressions les estimations de ce modèle sont inférieures aux mesures, alors que pour les pressions élevées le modèle surestime les résultats expérimentaux.

D'autre part, Curtelin [17] mentionne l'influence de ce facteur. Il conclut que l'hypothèse d'équilibre semble mieux vérifiée si les masses volumiques du gaz et du liquide ne sont pas très différentes.

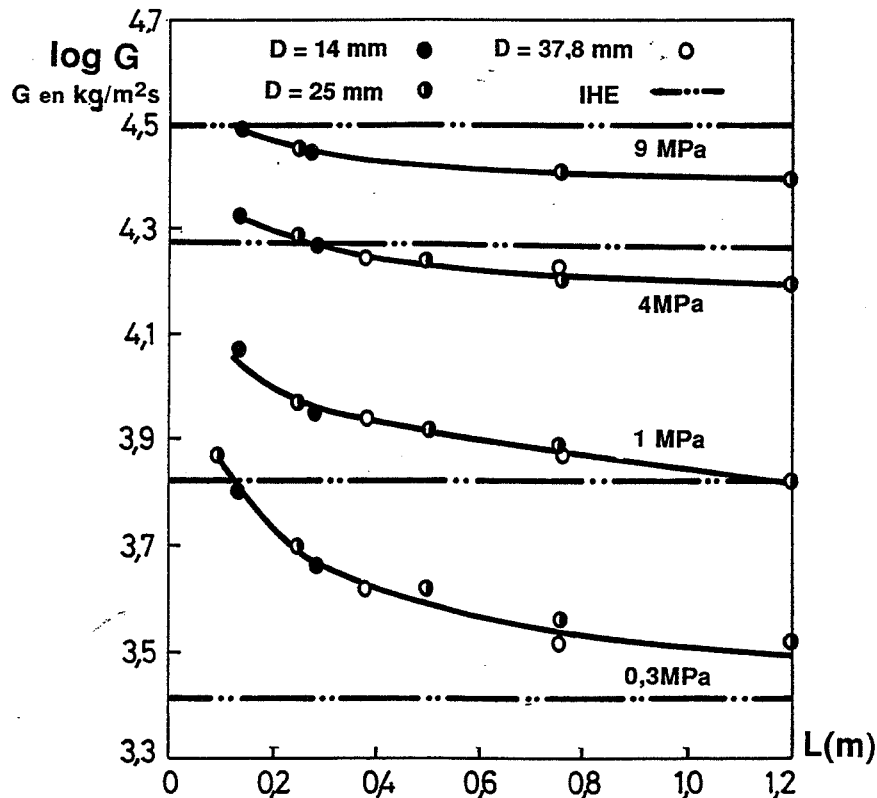


Figure I-3-1 : Débits expérimentaux obtenus avec de l'eau à saturation, en fonction de la longueur pour différentes pressions initiales, et différents diamètres. Kevorkov et al. [59].

Enfin, Leung [66] présente des corrélations empiriques pour déterminer le débit critique et le rapport de pression sonique sur pression amont η_C . Il propose des équations spécifiques pour le cas où le fluide est stocké à des conditions très proches du point critique.

I-3-1-b Influence de la qualité initiale

Définitions

Dans le réservoir, le fluide est à une pression P_0 et à une température T_0 . Plusieurs cas doivent être distingués selon la différence entre la pression dans le réservoir P_0 et la pression de vapeur saturante à la température T_0 : $P_V(T_0)$:

- * $P_0 = P_V(T_0)$: Le fluide est à saturation. x_0 , qui est la fraction massique de vapeur dans le fluide, peut être nul ou positif.
- * $P_0 < P_V(T_0)$: Le fluide est surchauffé. C'est un état instable de déséquilibre qui ne peut s'expliquer que par une vaporisation retardée.

* $P_0 > P_V(T_0)$: Le fluide est sous-refroidi (ou sous-saturé). Cela peut résulter de :

- la pression hydrostatique due à la hauteur de liquide
- la présence d'un gaz incondensable dans le ciel du réservoir
- une température du liquide plus faible que celle du ciel gazeux.

Il est important de définir l'état thermodynamique dans le réservoir. Plusieurs mesures ont été proposées dans la littérature. Nous en distinguerons deux sortes :

L'état du fluide peut être caractérisé par l'écart entre la pression ou la température et leur valeur d'équilibre. Uchida et Narai [89], par exemple, utilisent la différence entre la pression initiale et la pression de vapeur saturante à la température initiale ; le sous-refroidissement dans leur expérience est réalisé par la présence d'azote dans le haut du réservoir. C'est aussi la mesure qui sera utilisée si on considère la pression hydrostatique due à la hauteur du liquide [75].

Le même phénomène peut être obtenu par injection de liquide à température plus faible dans le fluide saturé. La mesure la plus pratique est alors une différence de température, méthode utilisée, par exemple, par Seynhaeve [83].

Une autre manière de caractériser l'état du fluide consiste à utiliser la qualité. Par analogie avec le cas à saturation où la qualité x_0 représente le pourcentage massique de vapeur dans la phase liquide, il est possible de définir une qualité thermodynamique qui sera négative pour un fluide sous-refroidi.

Sozzi et Sutherland [88] mesurent la masse volumique ρ par pression hydrostatique ainsi que la pression dans le réservoir. Ces mesures leur permettent de calculer :

$$x_0 \triangleq \frac{(1/\rho) - v_L(P_0)}{v_{LG}(P_0)}$$

où $v_{LG} = v_G - v_L$

v_L et v_G sont les volumes massiques du liquide et du gaz à saturation.

Un raisonnement équivalent, mais basé sur l'enthalpie permet la définition [59]:

$$x_0 \triangleq \frac{h_0 - h_L(P_0)}{h_{LG}(P_0)}$$

où h_0 est l'enthalpie dans le réservoir alors que h_L , enthalpie liquide et h_{LG} , chaleur latente de vaporisation, sont prises à saturation.

La comparaison de la pression mesurée et de la pression de vapeur saturante n'est applicable que dans le cas de fluide sous-refroidi, elle n'apporte aucune information sur la présence éventuelle d'une phase vapeur. Utiliser la qualité pour définir l'état du fluide dans le réservoir permet d'avoir une grandeur valable avec un fluide sous refroidi ($x_0 < 0$) ou un fluide saturé avec une phase vapeur. Remarquons enfin que les deux définitions de la qualité à partir des volumes massiques ou des enthalpies ne sont pas équivalentes pour une qualité négative.

Etudes expérimentales en fonction de la qualité amont

Un fluide sous-refroidi entrant dans une conduite doit d'abord subir une perte de pression avant qu'il y ait nucléation ; cette perte de pression doit être telle que la pression devienne égale, voire inférieure, à la pression de vapeur saturante. Si le degré de sous-refroidissement est tel que la courbe de vaporisation ne soit pas atteinte, l'écoulement est purement liquide. Ceci est bien illustré par les mesures de Uchida et Nariai [89] reportées sur la figure I-3-2 où l'on voit que la courbe débit en fonction de la pression pour de l'eau sous-refroidie évolue entre la courbe liquide et la courbe à saturation.

Cette forte augmentation du débit due au sous-refroidissement est aussi mise en évidence par les expériences de Seynhaeve [83].

Ce type d'écoulement, même s'il est liquide tout au long de la conduite, peut se différencier d'un écoulement liquide par une vaporisation soudaine à la section de sortie.

Les expériences citées jusqu'à présent ne donnent pas d'indication sur l'influence d'une phase vapeur dans le réservoir. Remarquons aussi que Uchida et Nariai définissent un essai à saturation par l'absence de bulles au temps initial, avant ouverture de la vanne simulant la brèche.

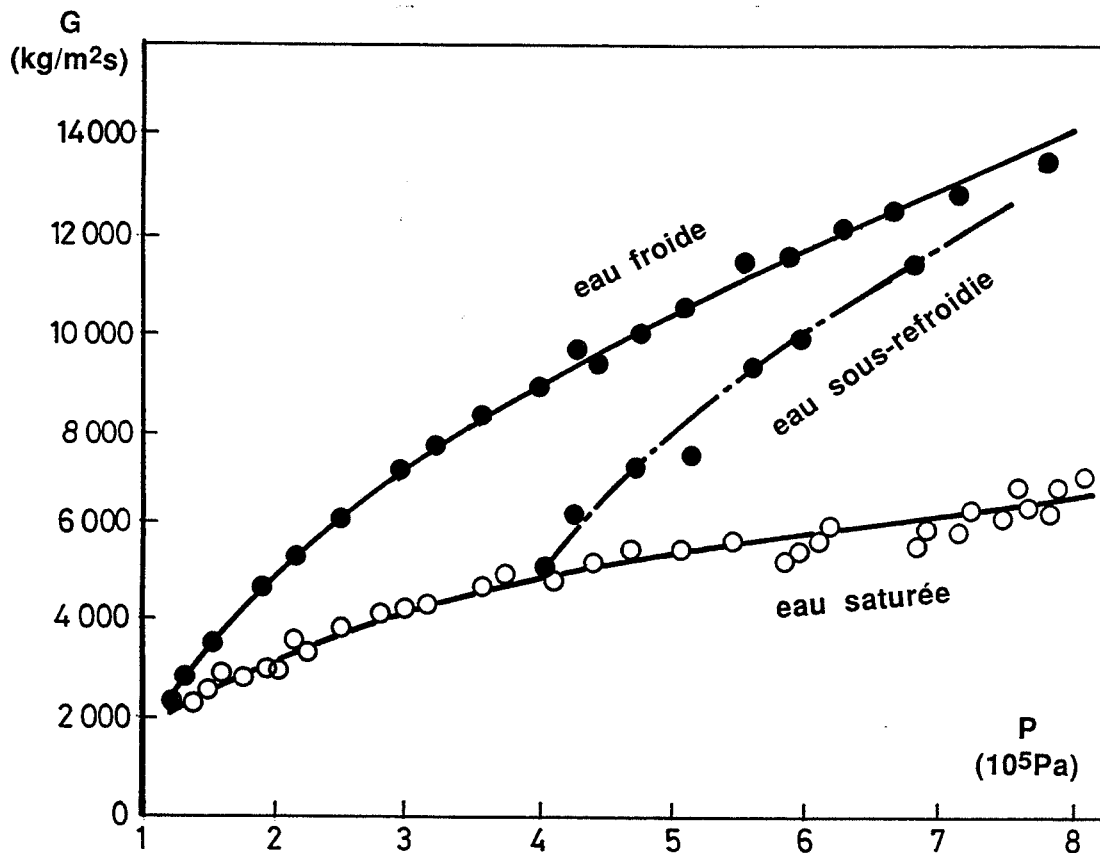


Figure I-3-2 : Comparaison des débits en fonction de la pression, pour de l'eau froide, sous-refroidie et saturée. $L = 1 \text{ m}$ - $D = 4 \text{ mm}$. Uchida et Nariai [89].

Comparaison des écoulements en fonction de la qualité en amont

Sozzi et Sutherland [88] présentent de nombreux débits obtenus avec plusieurs conduites (tubes et tuyères). Ces résultats montrent une forte dépendance du débit pour une qualité initiale négative (fluide sous-refroidi) mais aussi pour de faibles qualités positives. Au-delà d'une certaine quantité de vapeur dans le réservoir, le débit n'est pratiquement plus influencé par l'état initial : le débit en fonction de la qualité initiale devient une droite quasi horizontale. Il est intéressant de noter que cette qualité seuil, entre forte dépendance/faible dépendance, varie en fonction de la géométrie de la conduite. Pour des pressions initiales comprises entre 6,2 et 6,9 MPa, avec des tubes de diamètre 12,7 mm et à bord d'entrée arrondi, ce seuil se situe à $x_0 = 0,002$ pour une longueur de 0,0381 m et à $x_0 = 0$ pour une longueur de 1,775 m (figure I-3-3).

Kevorkov et al. [59] obtiennent le même type de résultat débit en fonction de la qualité initiale. Cependant la plage étudiée avec la présence d'une phase vapeur ne fait pas apparaître de zone de non-influence. Enfin, Ogasawara [77], bien que ne mesurant pas la qualité initiale, confirme ces résultats en expliquant des variations de débit, pour des diamètres différents mais avec une longueur de conduite et une pression initiale identiques, par la présence de bulles à l'entrée avec les plus grands diamètres.

Remarques

Kevorkov et al. [59] ont fait des essais avec des pressions en amont différentes. Or, la variation du débit pour une même qualité initiale, définie à partir des enthalpies, dépend fortement de la pression. Le rapport entre débit sous refroidi (à $x_0 = -0,02$) et débit à saturation est de 2,2 à une pression initiale de 0,3 MPa mais uniquement de 1,1 à 9 MPa. Cela signifie peut-être uniquement que la qualité telle qu'elle est définie n'est pas une bonne mesure de l'influence du sous-refroidissement.

Dans le même ordre d'idée, Kevorkov mentionne une diminution de débit de 50% avec de l'eau contenant 1% en masse de vapeur par rapport à l'eau saturée ; or 1% en masse, à $3 \cdot 10^5$ Pa, correspond à 90% en volume.

Il est évident que, dans le cas d'un fluide sous-refroidi à l'entrée, le passage à l'équilibre thermodynamique dépend du degré de sous-refroidissement initial. Il ressort des remarques précédentes qu'il peut exister une différence entre deux liquides stockés sous des conditions quasiment identiques si l'un contient des bulles alors que le second est très légèrement sous-refroidi et donc exempt de toute phase vapeur ; le premier atteindra certainement plus rapidement un état d'équilibre thermodynamique.

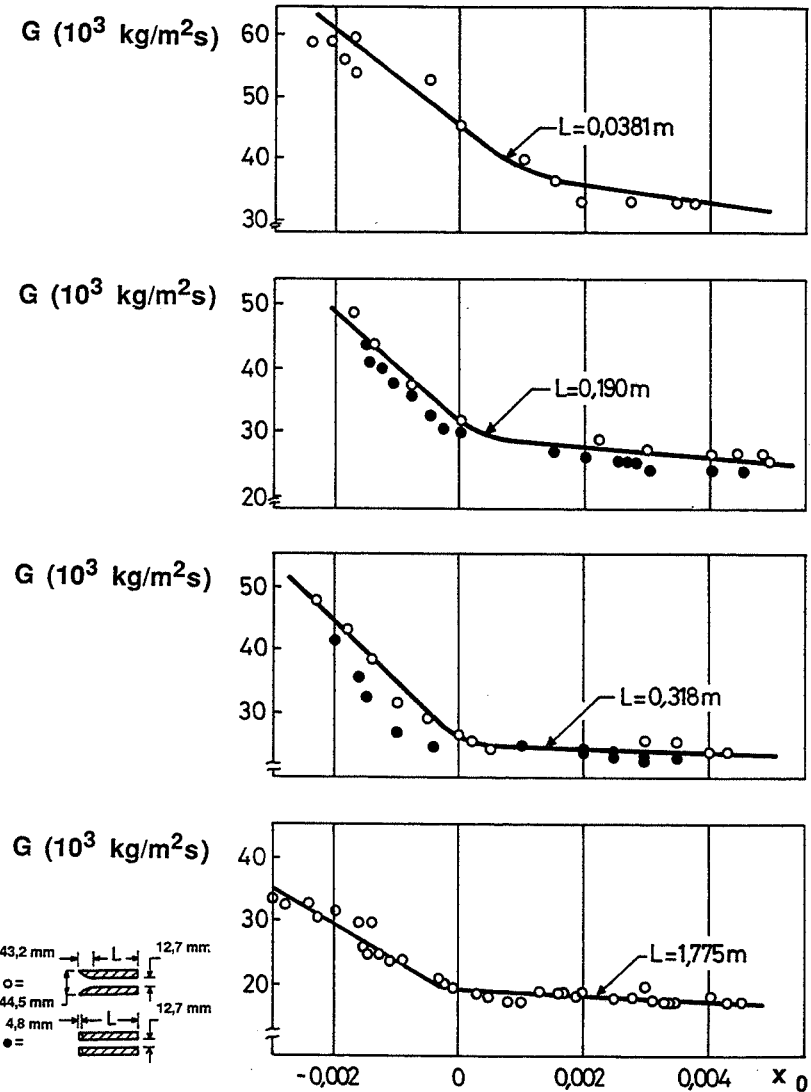


Figure I-3-3 : Débits en fonction de la qualité initiale pour différentes longueurs, $D = 12,7 \text{ mm}$. Sozzi et Sutherland [88]

I-3-1-c Calcul des conditions dans le réservoir

La présentation précédente montre l'importance de l'état du fluide dans le réservoir en ce qui concerne la pression mais aussi l'état thermodynamique du fluide. Or, spécialement avec un réservoir de faibles dimensions, ces conditions vont varier en cours de vidange. Nous proposons donc ici d'examiner les études qui traitent de ces phénomènes.

La perte de confinement du stockage entraîne, dans le réservoir, des phénomènes très proches de ceux décrits pour la conduite : la chute de pression est compensée par la vaporisation d'une partie du liquide ; les bulles ainsi formées vont grossir et se séparer du liquide.

Aussi, la modélisation de ces phénomènes fait appel aux mêmes notions, voire équations que pour l'estimation du débit diphasique. Une première approche simple considère un mélange homogène à l'intérieur du réservoir [72]. Pour décrire la séparation des deux phases, il est nécessaire de modéliser une différence de vitesses et les études à l'origine du modèle avec glissement local [95-100] sont souvent utilisées. Enfin, Yan [98] étudie la nucléation en autovaporisation, dans le réservoir ou dans la conduite.

Deux cas peuvent être distingués : décharge en phase vapeur ou en phase liquide ; remarquons que de nombreuses études visent à dimensionner les soupapes de sûreté et concernent donc le premier cas. Il est aussi intéressant de noter, et bien que cela dépasse le cadre de notre étude, que plusieurs analyses s'appliquent aux phénomènes consécutifs à l'emballement de réaction [29-60].

Moody [72] propose, en 1966, une méthode pour calculer le débit d'écoulement en prenant en compte les variations des conditions dans le réservoir. Il s'agit d'une part d'exprimer le débit critique en fonction de la pression et de l'enthalpie du fluide à l'entrée du réservoir et d'un terme qui prend en compte les frottements sur la conduite ; d'autre part, de calculer les évolutions instationnaires dans le réservoir. Seule cette deuxième partie sera présentée ici. Pour cela, Moody pose les hypothèses suivantes :

- i température homogène,
- ii pression homogène, la pression due à la hauteur de liquide est négligée,
- iii équilibre thermodynamique : la pression est la pression de vapeur saturante,
- iv adiabaticité du réservoir,
- v l'énergie cinétique dans le réservoir reste négligeable.

Le bilan de masse et d'énergie, ainsi que la définition des grandeurs sans dimension M^* et t^* :

$$\frac{dM}{dt} + A G = 0 \qquad \frac{dE}{dt} + A G h_0 = 0$$

$$M^* \triangleq \frac{M}{M_{init}} \qquad t^* \triangleq \frac{A}{M_{init}} t$$

permettent d'exprimer les variations de pression dans le réservoir :

$$\frac{dP_0}{dt^*} = - \frac{\left(h_E + \frac{e_{LG}}{v_{LG}} v_L - e_L \right) G}{\left(\frac{v_{Linit}}{M^*} \left(\frac{e_{LG}}{v_{LG}} \right)' - \left(\frac{e_{LG}}{v_{LG}} v_L \right)' + e_L' \right) M^*}$$

où M, E sont la masse et l'énergie interne du fluide dans le réservoir au temps t

A est l'aire de la section de sortie

G est le débit massique de vidange, $G = G(P_0, h_E)$

e, h et v sont l'énergie, l'enthalpie et le volume spécifiques

$$f' = \frac{df}{dP}$$

init signifie relatif aux conditions initiales, $t = 0$

h_E est l'enthalpie du fluide entrant dans la conduite. Trois cas, qui correspondent à des positions de piquage différentes, sont envisagés par Moody :

- vidange d'un liquide saturé $h_E = h_L(P_0)$
- vidange d'un gaz saturé $h_E = h_G(P_0)$
- vidange d'un mélange homogène liquide-vapeur $h_E = h_L(P_0) + \frac{h_{LG}(P_0)}{v_{LG}(P_0)} \left(\frac{v_{Linit}}{M^*} - v_L(P_0) \right)$

Cette dernière expression résulte de la conservation du volume du fluide dans le réservoir et correspond à un mélange complet des deux phases ; alors que les deux autres cas considèrent une séparation immédiate et complète des deux phases.

Un exemple de résultat de l'évolution de la pression en fonction des paramètres t^* et M^* , pour de l'eau à 6,9 MPa est donné sur la figure I-3-4 pour les trois situations envisagées par Moody et différents calculs de débits (plusieurs valeurs des frottements). Dans le cas d'un liquide saturé, la fin de la vidange s'effectue avec de la vapeur saturée, ce qui explique la brusque variation de l'évolution de pression.

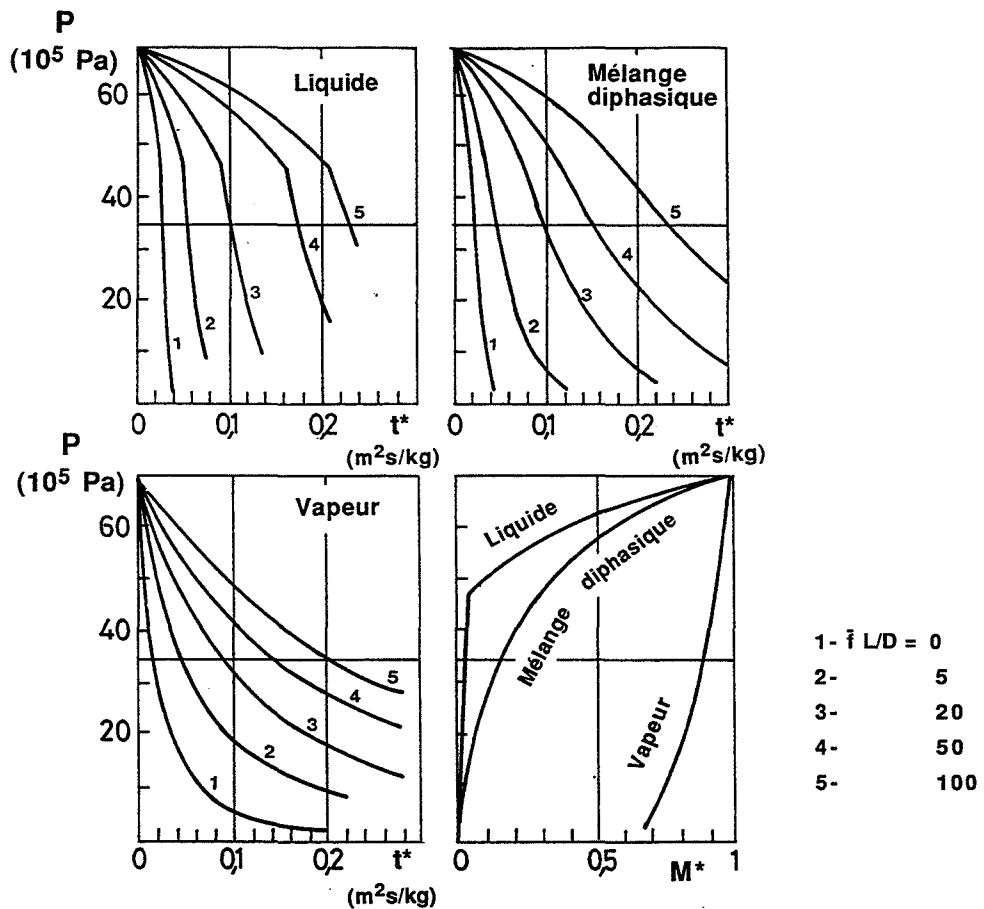


Figure I-3-4 : Variation de la pression lors de la vidange d'un réservoir d'eau saturée à 69 10⁵ Pa Moody [72].

Les travaux de Fauske & Associates [54-28-21] qui concernent les débits diphasiques sont aussi appliqués au calcul des conditions dans le réservoir, dans le cadre du groupe DIERS (ces analyses débouchent sur la commercialisation du code SAFIRE). Selon la géométrie de la conduite, un débit diphasique est estimé, il sert alors à calculer, de manière itérative, les variations dans le réservoir. Les conséquences de vidanges en phase gazeuse ou liquide sont envisagées. Il est intéressant de noter que si deux régimes de séparation partielle (à bulles et semi-annulaire (churn) turbulent) sont possibles avec une ouverture dans le haut du réservoir, seuls un mélange homogène ou une séparation totale sont envisagés lors d'une fuite en phase liquide.

Le même programme de recherche a aussi permis le développement du code DEERS [60] qui repose sur la résolution de trois équations de mélange :

$$\frac{d}{dt} \frac{1}{v} + \frac{d}{dz} \left(\frac{u}{v} \right) = 0$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{u}{v} \right) + \frac{d}{dz} \left(\frac{u^2}{v} \right) + \frac{dP}{dz} = F + \frac{g}{v}$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{u}{v} \right) + \frac{d}{dz} \left(\frac{h u}{v} + \frac{x(1-x) h_{LG} u_R}{v} \right) = Q$$

avec, outre les notations habituelles :

F force de frottement,

Q chaleur de source extérieure et des réactions chimiques,

u_R vitesse relative des deux phases, définie par $u_R = A_d \alpha / v$, A_d coefficient empirique.

Par discrétisation, ce modèle permet de calculer les différentes grandeurs dans le réservoir, une conduite mais aussi une cuve de récupération (catchtank).

Friedel et al. [38-40] visualisent des décharges, réalisées dans un réservoir en verre, en phase gazeuse et liquide. Plus récemment, [41] les mesures expérimentales sont comparées aux estimations du code SAFIRE (étendu), vidange par le haut du réservoir ; les auteurs concluent à un bon accord.

Skouloudis et Kottoski [87] présentent notamment les variations de pression mesurées lors d'ouvertures en phase vapeur ou liquide et confrontent les prévisions du code DEERS avec leurs résultats. Ils remarquent que, dans le deuxième cas, la chute de pression présente une allure exponentielle : plus faible au début de l'essai que lors d'une vidange en phase gazeuse, la vitesse de dépressurisation est ensuite nettement plus importante. D'autre part, la variation de pression est mieux décrite, qualitativement, en considérant une différence de vitesse nulle ($A_d = 0$, ce qui est

équivalent à un modèle homogène) même s'il existe un écart de plusieurs secondes entre les pressions mesurées et calculées (ces dernières varient moins rapidement).

Remarquons que l'ensemble des modèles évoqués jusqu'à présent suppose un mélange homogène (totalement mélangé ou séparation totale) dès lors que la vidange a lieu en phase liquide.

Curtelin [17] a proposé une variante du modèle de Moody. Le réservoir est divisé en deux sous-volumes ; la fraction de vapeur est calculée en prenant en compte la vaporisation, l'ascension des bulles dans le liquide et éventuellement la chute de gouttelettes de liquide. Cette démarche permet notamment d'améliorer l'expression de l'enthalpie du fluide entrant dans la conduite h_E .

I-3-2 GÉOMÉTRIE DE LA CONDUITE

I-3-2-a Forme de l'entrée du tube

Notre étude se limitant aux cas des tubes, nous envisagerons uniquement deux géométries d'entrée de la section : soit à bord vif, soit à bord arrondi. Plusieurs auteurs [27-93] font référence à ce paramètre, mais il existe peu de comparaisons expérimentales entre ces deux géométries.

Sozzi et Sutherland [88] présentent des résultats expérimentaux pour différentes longueurs, le diamètre étant constant, en fonction de la qualité initiale.

Dans le cas d'orifices (longueurs nulles ou très faibles), le débit dépend de la géométrie d'entrée. Mais plusieurs cas peuvent être distingués en fonction de l'état initial du fluide. Une qualité élevée à l'entrée ne modifie pas beaucoup le débit. Par contre, l'écoulement d'un fluide sous refroidi sera plus influencé. Pour une qualité initiale $x_0 = -0,002$, définie à partir d'une différence de masses volumiques, le rapport entre le débit à travers un orifice à bord vif et celui à travers un orifice à bord arrondi est d'environ 0,6. Remarquons que cette valeur est la même que le coefficient de striction d'un écoulement liquide.

Dans le cas de conduites de longueur plus importante, l'influence paraît minime et n'existe que dans le cas d'écoulement de fluide sous refroidi (figure I-3-3).

En 1965, Fauske [27] mentionne l'importance de ce paramètre surtout dans le cas de conduite courte et recommande de ne pas utiliser les rapports de pression critique η_C obtenus avec une section à bord vif dans le cas de buses (orifices à bord arrondi).

Van den Akker [93] propose de prendre en compte la forme d'entrée de la conduite : dans le cas d'entrée à bord vif, il propose de diminuer la longueur de la conduite de trois fois le diamètre. Cette valeur de trois fois le diamètre est la longueur de la *vena contracta* pour des écoulements liquides [8].

Retenons surtout que la forme d'entrée a de l'influence lors de l'écoulement à travers un orifice, une conduite très courte. Cette influence est maximale avec un fluide sous-refroidi, phénomène qui semble alors analogue à un écoulement liquide. A l'inverse, pour des conduites longues et avec la présence d'une phase vapeur dans le réservoir, le débit ne semble pas dépendre de ce paramètre. Pour les situations intermédiaires, le critère proposé par van den Akker peut éventuellement être utilisé pour comparer les débits obtenus avec différentes géométries d'entrée.

I-3-2-b Dimensions de la conduite

Il existe depuis quelques années une controverse à propos du paramètre géométrique à prendre en compte pour décrire un écoulement diphasique : est-ce le rapport longueur sur diamètre L/D ou la longueur absolue L ?

Cette discussion s'applique aux variations de débit ou de pression critique (et plus précisément le rapport de la pression critique sur la pression initiale $\eta_C = P_C/P_0$) : ces grandeurs sont-elles fonction de L/D ou uniquement fonction de L quel que soit le diamètre? Elle concerne aussi, selon certains auteurs [33-22], la détermination de la frontière hors équilibre/équilibre. Nous allons présenter dans cette partie les arguments des auteurs qui préconisent L/D puis ceux qui optent pour L .

L/D forme du jet à l'entrée déterminante.

Le rapport L/D est classiquement utilisé pour décrire les écoulements monophasiques. Une autre justification de ce choix provient d'études concernant le rétrécissement du jet à l'entrée - la *vena contracta* - visiblement fonction de L/D . Ces études considèrent la vaporisation à la surface du jet comme le phénomène qui déclenche la vaporisation dans la conduite.

En 1951, Bailey [3] étudie l'écoulement d'eau saturée ou légèrement surchauffée dans des orifices et des buses. Il propose une interprétation originale de ses résultats (figure I-3-4).

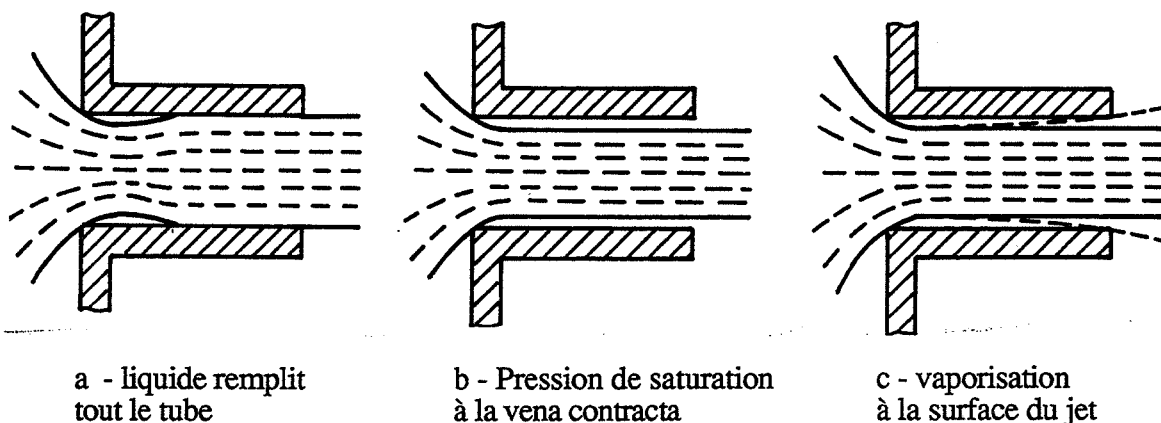


Figure I-3-4 : Ecoulement dans un tube court Bailey [3].

Dans un premier temps le liquide emplit tout le tube, la vaporisation commence à la *vena contracta* (où la pression est plus faible) il y a alors écoulement avec un cœur liquide entouré de vapeur. Plus tard Zaloudek [89] observe des écoulements dans un tube transparent et arrive aux mêmes conclusions d'un centre liquide qui se vaporise à sa surface et donc entouré d'un anneau de vapeur.

En 1965, Fauske [27] réalise des écoulements diphasiques avec de l'eau à haute pression. Il étudie l'influence de la longueur et propose trois zones délimitées par L/D ($L/D < 3$ - $3 < L/D < 12$ et $L/D > 12$). Toutes ces expériences ont été faites avec un seul diamètre de 6,35 mm. Cependant, l'auteur justifie ses propositions par une étude bibliographique et notamment les travaux de Bailey et Zaloudek.

Ces critères ont été largement repris et utilisés depuis, même à une époque récente: Cremer et al. en 1982 [16], UIC en 1987 [90], Jones [58], Sallet [80].

Giot [44] cite un autre critère de Fauske plus ancien : le nombre de cavitation modifié. Ce nombre sans dimension est fonction de la perte de pression, de la vitesse et de la masse volumique initiales mais aussi du rapport L/D . Il est utilisé pour différencier les conduites courtes des longues.

Dans un article plus récent, Giot [48] mentionne l'importance du rapport L/D particulièrement lors de l'écoulement dans des tubes courts. De plus, il présente des études avec de l'eau sous-refroidie à travers un rétrécissement brusque (orifice défini par $L/D < 0,25$) d'une conduite. Ces essais montrent que la section critique est située en aval de cet orifice à l'endroit où "le jet liquide entouré de vapeur se casse".

Les résultats présentés par Sozzi et Sutherland [88] en 1975 confirment l'importance du paramètre L/D lors d'écoulements dans des tubes courts.

L temps de séjour déterminant

Parallèlement à ces études, d'autres chercheurs font des essais avec des diamètres différents et constatent que, pour une longueur fixée, le débit (exprimé par unité de surface) ne varie pas avec le diamètre. A partir de 1975 et surtout dans les années 80, la longueur absolue L est proposée pour la frontière hors équilibre / équilibre. Dans ces conditions, on considère que c'est le temps que met la nucléation à se produire qui fixe la frontière.

Ogasawara [77] publie en 1969 des débits expérimentaux obtenus avec des diamètres de 10,9 - 32,9 et 50,5 mm. Il conclue que le diamètre n'a plus d'influence dans les conditions suivantes : $P_0 < 70 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ et $D < 50,5 \text{ mm}$ au delà de $L > 0,1 \text{ m}$
 $P_0 > 70 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ et quel que soit D $L > 0,4 \text{ m}$.

Sozzi et Sutherland [88] situent la frontière entre non équilibre et équilibre à 0,127 m (0,5 inch) pour un diamètre de 12,7 mm et des pressions voisines de 6,5 MPa. Par contre, ils mettent en évidence des différences de débit en fonction du diamètre pour des buses de longueurs inférieures à 0,1 m.

Kevorkov et al. [59] constatent que, pour une même pression initiale, les débits expérimentaux obtenus avec des diamètres de 14 à 37,8 mm varient en fonction de la longueur L , et non du rapport L/D (résultats présentés sur la figure I-3-1).

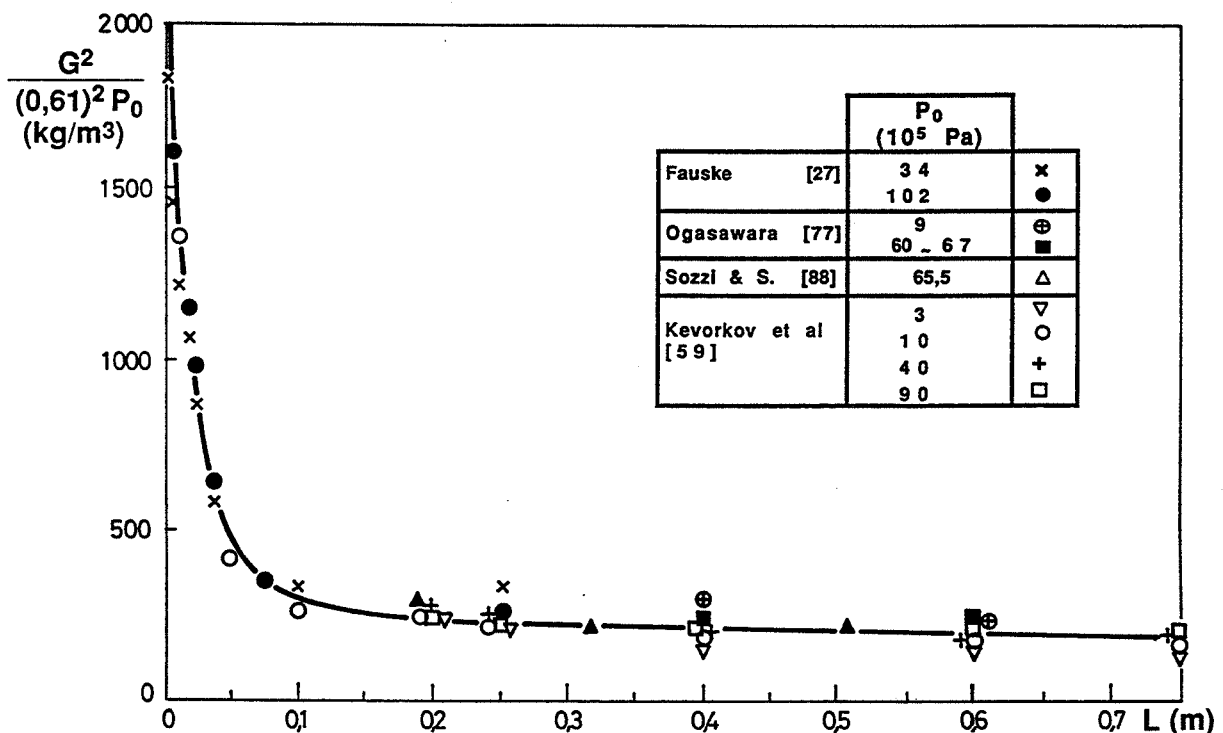


Figure I-3-5 : Variation du débit en fonction de la longueur pour de l'eau saturée, Fletcher [34].

Selon Siikonen [85], cité par van den Akker [93], le débit est uniquement fonction de L pour les tubes courts mais le rapport L/D intervient avec les frottements pour les conduites plus longues.

En 1984, Fletcher [32] publie des résultats d'expériences avec du CFC11 pour des diamètres variant de 3,2 à 10,8 mm. Par ces essais, il montre que le diamètre n'a pratiquement pas d'influence sur le débit. En exploitant la littérature, il propose comme critère, pour l'eau ou les CFC11 et CFC12, $L = 0,1$ m, longueur au-delà de laquelle les écarts à l'équilibre n'ont plus d'influence (figure I-3-5).

Van den Akker et al. [91] réalisent des essais dans une petite installation (6 litres) avec des diamètres de conduite de 2 à 4 mm où les fluides testés sont des CFC12, CFC114 et un mélange de propane et butane. Ils comparent plus tard [92] ces résultats avec ceux obtenus sur une plus grande installation (10 m³) avec de l'eau à saturation et des diamètres de 29 et 43 mm. Van den Akker présente en 1986 [93] une étude bibliographique sur les phénomènes qui gouvernent la nucléation au début de la conduite et sur les controverses concernant le choix entre L et L/D . Sur des photographies de la *vena contracta*, il n'observe pas de différence entre un écoulement avec de l'eau à saturation ou de l'eau sous-refroidie. Ceci l'amène à remettre en cause la vaporisation à la surface de la *vena contracta* et, de manière plus générale, le paramètre L/D . Il insiste sur l'influence de la tension superficielle dans les phénomènes de nucléation. Finalement, il propose comme paramètre déterminant la longueur absolue (L) ou la longueur absolue diminuée de trois fois le diamètre ($L - 3D$) dans le cas d'une entrée à bord vif de la conduite. Il constate qu'il existe "une longueur de relaxation avant d'obtenir un écoulement diphasique stationnaire à l'équilibre thermodynamique". Pour les CFC et pour le propane et butane cette longueur de relaxation est d'environ 0,05 m ; pour l'eau à saturation, elle est de 0,47 m, ou plus faible si la tension superficielle est abaissée par des tensioactifs.

Duiser [22] reprend les premières expériences de van den Akker [91] et en déduit que la frontière se situe à une longueur absolue de 0,09 m.

Finalement Fauske [28-29] réexamine le problème et, sur la base de ses résultats obtenus en 1965 [26], conclut que l'équilibre est atteint pour une longueur d'environ 0,1 m.

Ce critère est mentionné par Giot [48], avec prudence, et plus récemment par Lantzy [64] dans une revue de l'état de l'art concernant la modélisation du terme source d'un accident.

I-4 ANALYSE : GÉOMÉTRIE ET NATURE DU FLUIDE

Cette partie ne rapporte pas simplement des résultats et conclusions issus de la littérature mais comporte une discussion à partir des études publiées.

Nous présentons tout d'abord une analyse critique des études ayant trait à la géométrie de la conduite ; en d'autres termes, nous revenons sur la controverse concernant le paramètre géométrique : L ou L/D . Cette discussion nous permettra de proposer une conclusion, partielle, sur les paramètres qui influencent l'écoulement.

Sur cette base, nous nous intéresserons ensuite à l'influence de la nature du fluide : comparaison des résultats expérimentaux obtenus avec différents fluides.

I-4-1 DISCUSSION DES PARAMÈTRES

Cette partie concerne essentiellement la discussion à propos du paramètre géométrique : longueur L ou rapport longueur sur diamètre L/D . Dans la littérature récente, le critère L , plutôt que L/D semble l'emporter, plusieurs auteurs proposent même $L = 0,1$ m.

Pourtant les différentes études déjà décrites nous semblent présenter un certain nombre de faiblesses que nous allons étudier dans une première partie. Nous nous intéresserons ensuite aux résultats expérimentaux qui ont servi à la détermination de ce critère, en essayant d'élargir la discussion à d'autres essais publiés dans la littérature. Enfin, nous présenterons un récapitulatif des principaux paramètres à prendre en compte.

I-4-1-a Paramètre géométrique L ou L/D

Limite des différentes études

Fletcher [33-34] regroupe de nombreux points expérimentaux de provenances diverses sur une même courbe et arrive à la conclusion qu'au delà de 0,1 m l'équilibre est atteint, quel que soit le diamètre. Pour cela, il présente des variations de débit en fonction de la longueur, celle-ci variant de 0 à 0,8 m. Cette échelle, en incluant des résultats qui concernent des orifices, lui permet d'écraser

toutes les variations qui ont lieu à des longueurs supérieures à $L = 0,1$ m (figure I-3-5). De plus, il utilise les résultats de Kevorkov [59] à l'appui de sa démonstration, alors que les points que l'on trouve dans l'article original de cet auteur ne vont pas vraiment dans ce sens.

Ainsi, Fletcher indique que le débit n'augmente que de 30% si l'on diminue la longueur de la conduite de 0,75 m à 0,1 m alors que les résultats de Kevorkov indiquent un doublement dans ces conditions.

	L = 0	L = 0,1 m	L = 0,75 m
Fletcher $\frac{G^2}{0,612P_0}$ (kg/m ³)	1900	350	220
Rapport des débits Fletcher	2,9	1,3	1
Kevorkov G (kg/m ² /s) $P_0 = 3 \cdot 10^5$ Pa		7500	3600
Rapport des débits Kevorkov		2	1

Tableau I-4-1 Comparaison des variations de débits en fonction de la longueur.
(Attention aux unités : les valeurs de Fletcher sont proportionnelles à G^2)

L'étude de van den Akker [93] paraît critiquable par deux aspects. Les débits mesurés avec du CFC12 varient en fonction du diamètre pour des longueurs absolues inférieures à 0,05 m. Dans ce domaine, le débit semble mieux corrélé avec L/D qu'avec L , van den Akker utilise alors une autre mesure du débit : il trace la différence entre le débit mesuré à la géométrie considérée et le débit mesuré à la plus grande longueur ($L/D = 30$ ou $L = 0,15$ m) en fonction de L/D et de L . C'est cette façon de procéder qui lui permet de conclure que la longueur absolue L est le bon paramètre.

Van den Akker propose une longueur absolue (appelée longueur de relaxation) à partir de laquelle l'équilibre thermodynamique est atteint. Il donne la valeur observée pour chaque fluide étudié : 0,05 m pour CFC12, CFC114 et Butane et Propane et 0,47 m pour l'eau. Or il nous paraît assez étrange qu'il ne rapproche pas ces longueurs très différentes des diamètres des conduites : 3 mm pour les premiers fluides, 29 et 43 mm pour l'eau.

Reprenons enfin l'article de Giot [48] auquel nous nous sommes référés aussi bien dans la partie L/D que pour le critère $L = 0,1$ m. Il démontre bien le flou existant en la matière. Giot cite les conclusions de Fauske [28] en ces termes : "une longueur de 0,1 m semble suffisante pour développer le procédé d'autovaporisation et être capable d'atteindre les conditions d'équilibre thermique lors de l'expansion d'un liquide sous-refroidi" ; plus loin dans un paragraphe intitulé "Expansion de liquide sous-refroidi ou saturé dans des tubes ou des buses longs", on peut lire : "... les écoulements à faible qualité sont habituellement hors-équilibre".

Résultats expérimentaux

Plusieurs auteurs ont observé une longueur voisine de 0,1 m comme frontière entre non-équilibre et équilibre. Nous avons rassemblé dans le tableau I-4-2 les conditions dans lesquelles ces valeurs ont été obtenues. Ce tableau est issu d'une publication de Hardekopf et Mewes [50-51], nous y avons ajouté la pression initiale et la nature du fluide.

	Géométrie entrée	Diamètre D (mm)	Longueur L (m)	Pression P_0 (10^5 Pa)	Fluide
Fauske [27]	bord vif	6,35	0,1	7 à 83	Eau
Ogasawara [77]	bord vif	10 et 32,9	0,1	9	Eau
Sozzi [88]	arrondie	12,7	0,127	62-69	Eau
Uchida [89]	bord vif	4	0,1	2 à 8	Eau
Fletcher [32]	bord vif	3,2	0,105	4	CFC 11

Tableau I-4-2 : Expériences où l'équilibre thermodynamique est réalisé à 0,1 m.

Ce premier tableau montre un bon accord avec le critère $L = 0,1$ m. Effectivement cinq auteurs, au moins, arrivent au même résultat avec des diamètres différents (qui restent, sauf Ogasawara, inférieurs à 13 mm), des pressions initiales variant de 0,2 à 8,3 MPa et avec deux fluides, eau et CFC11.

Cependant, d'autres observations expérimentales contredisent ce critère $L = 0,1$ m. Nous les avons regroupées dans le tableau I-4-3. Kevorkov [59] a publié des débits en fonction de la longueur sans mentionner une longueur à partir de laquelle l'équilibre est atteint ; nous avons donc repris le critère utilisé par van den Akker [93] : la longueur de relaxation est telle que G/G^* égale 1,15 (où G^* est le débit pour une longueur proche de 0,7 m)

	Géométrie entrée	Diamètre D (mm)	Longueur L (m)	Pression P_0 (10^5 Pa)	Fluide
Kevorkov [59]	bord vif	14-25	0,2	90	Eau
"	"	14-25-37,8	0,4	3	Eau
Ogasawara [77]	bord vif	10 à 50	0,4	70	Eau
van den Akker[93]	arrondie	29-43	0,47	4,5	Eau
"	bord vif	3	0,05	8	CFCT2-114 C3-C4

Tableau I-4-3 : Expériences où l'équilibre thermodynamique est réalisé à une autre longueur.

Ce deuxième tableau fait apparaître des longueurs de relaxation variant de 0,05 à 0,47 m. Il infirme donc l'universalité de la longueur absolue $L = 0,1$ m.

Il concerne essentiellement des expériences avec des diamètres plus grands que précédemment, or les longueurs de relaxation sont aussi plus élevées. Ceci ne permet pas, toutefois, de conclure que le rapport L/D est un meilleur critère, car on retrouve plusieurs fois la même longueur de relaxation avec des diamètres très différents.

Les essais de Kevorkov [59] mettent en évidence que la longueur de relaxation varie en fonction de la pression initiale : de 0,4 m pour $P_0 = 0,3$ MPa, elle est réduite à 0,2 m pour $P_0 = 9$ MPa.

Or, ces expériences ont été faites dans un circuit fermé (boucle) et on peut se demander si ce type de montage est représentatif de la vidange d'un réservoir. Les résultats de van den Akker [93] semblent prouver que oui : pour une pression initiale de 0,45 MPa, il propose une longueur de relaxation de 0,47 m, résultat assez proche de celui de Kevorkov à 0,3 MPa.

Un circuit fermé permet d'atteindre un régime stationnaire et donc de contrôler l'état du fluide à l'entrée. Pour ses essais, Kevorkov impose à l'entrée de la section d'essai une pression très légèrement supérieure à la pression saturante afin d'éviter la présence de bulles. Il insiste particulièrement sur ce fait et remet en cause la validité des mesures de Fauske [27] qui ne contrôle pas ce paramètre. Cela pourrait expliquer pourquoi Fauske, bien que faisant varier la pression initiale de 0,7 à 8,7 MPa, mesure toujours une même longueur. Remarquons aussi que Fauske n'utilise pas d'eau dégazée pour ses expériences alors que la présence de gaz dissous a certainement une influence sur la formation des bulles et donc le passage à l'équilibre thermodynamique.

Cela est aussi à rapprocher des expériences menées par Ogasawara [77] qui obtient, à $P_0 = 7$ MPa, des débits très différents selon le diamètre ; ces variations sont expliquées par la présence de bulles à l'entrée.

Une dernière remarque avant de conclure : Fauske [30] et Fletcher [34] citent les résultats des essais de Marviken [70] pour justifier le paramètre $L = 0,1$ m. Nous n'avons pas discuté de ce cas car la géométrie nous semble différente. En effet, il s'agit d'une buse ($D = 500$ mm et $0,15$ m $< L < 0,75$ m) placée à la fin d'une conduite de 700 mm de diamètre et plusieurs mètres de longueur.

I-4-1-b Conclusions sur l'influence des différents paramètres

Les différents paramètres qui influencent l'écoulement ont été présentés successivement. Il apparaît cependant qu'il est difficile de séparer chacun des paramètres, d'où l'importance de présenter une synthèse.

Nous proposons de distinguer tubes courts et tubes longs, en choisissant comme limite entre ces deux types de géométrie la longueur, à un diamètre fixé, pour laquelle un palier est atteint sur la courbe débit en fonction de la longueur, ce qui a été défini par certains [34-22-30] comme la frontière entre équilibre et non-équilibre.

Tubes courts

Pour les écoulements à travers un orifice ou un tube très court, l'influence de la qualité initiale, qu'elle soit négative (fluide sous-refroidi) ou positive (présence de bulles à l'entrée) jusqu'à une certaine valeur seuil ne peut être négligée.

De même, la forme d'entrée de la conduite a une influence sur l'écoulement. Cette influence est maximale avec un fluide sous-refroidi, qui se comporte de façon analogue à un liquide.

Dans le cas de tubes courts, le débit varie si le diamètre change pour une même longueur. Le paramètre géométrique de la conduite ne peut pas être la longueur absolue L .

Tubes longs

Quelle que soit la longueur de la conduite, une qualité négative à l'entrée modifie l'écoulement. Par contre, dans le cas d'une qualité positive à l'entrée, l'influence sur le débit semble moindre pour les tubes longs.

La forme d'entrée de la conduite ne semble pas influencer l'écoulement dans une conduite longue. Cependant, une entrée à bord vif peut être prise en compte lors de comparaisons de plusieurs écoulements en diminuant la longueur de la conduite de 3 fois le diamètre, selon le critère de van den Akker [93].

Dans le cas de tubes suffisamment longs, plusieurs auteurs ont montré que le débit ne varie pas pour une longueur donnée quel que soit le diamètre. Ceci n'est plus vrai dès lors que les frottements ne sont plus négligeables puisqu'ils sont fonction de L/D . La longueur L semble mieux appropriée pour décrire l'écoulement si les frottements n'interviennent pas.

Frontière

Le fait de distinguer les tubes courts et les tubes longs nécessite de situer la frontière qui les sépare.

La présence d'une phase vapeur à l'entrée semble diminuer la longueur d'établissement de l'équilibre. Il faut donc faire attention aux résultats donnés pour un liquide stocké à saturation sans que la présence d'une phase vapeur soit quantifiée.

Outre l'état du fluide dans le réservoir (présence ou pas de bulles), d'autres paramètres, que l'on ne sait pas vraiment prendre en compte, tels que la présence d'impuretés ou de gaz dissous, la qualité de surface de la conduite ou l'influence de la tension superficielle interviennent certainement lors de cet établissement de l'équilibre thermodynamique.

Il est important de noter que le diamètre de la conduite ainsi que la pression dans le réservoir semblent jouer un rôle dans l'établissement de l'équilibre thermodynamique : un palier sur la courbe débit en fonction de la longueur sera plus facilement atteint si le diamètre est faible et/ou la pression est élevée.

Un critère tel que longueur absolue égale 0,1 m nous paraît insuffisant pour décrire toutes les situations. Dans le cas d'un fluide saturé, avec éventuellement une phase vapeur à l'entrée, il semble cependant vérifié si le diamètre est faible et/ou la pression élevée ; par contre, à l'autre extrême, il n'est plus vérifié si le diamètre est important et la pression faible.

I-4-2 INFLUENCE DE LA NATURE DES FLUIDES

L'influence de la nature du fluide n'a pas encore été abordée. Nous proposons pour cela de comparer les résultats expérimentaux obtenus avec différents fluides. Cette comparaison ne peut pas se faire à partir des valeurs absolues des débits mesurés puisqu'elle doit intégrer les spécificités liées à la nature du fluide. En d'autres termes, ce sont les écarts entre les débits mesurés expérimentalement et ceux calculés par les modèles qui doivent être comparés.

Pour ce faire, et plus généralement pour l'ensemble de ce travail, nous nous appuyons tout d'abord sur les estimations fournies par le modèle IHE ; puisque celui-ci permet d'évaluer un débit critique indépendant de la longueur de la conduite de manière simple et sans introduire de coefficients empiriques, il constitue une base minimale. Le modèle ERM n'a pas été retenu car les hypothèses supplémentaires qui sont faites ne nous paraissent pas nécessaires (Annexe I). La démarche consiste alors à analyser les limites de ce modèle, puis à étudier l'influence des phénomènes qu'il néglige ; pour cela, les autres modèles déjà présentés seront utilisés.

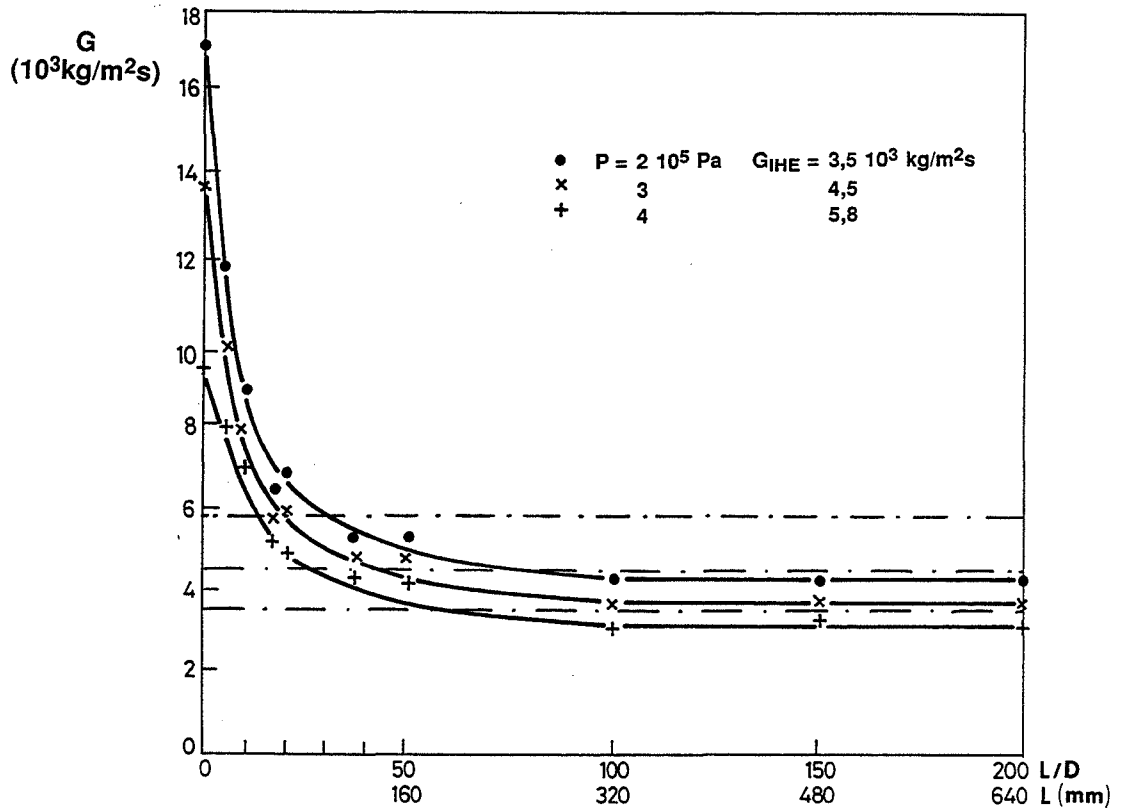


Figure I-4-1 : Débits obtenus par Fletcher [33] et estimations du modèle IHE - CFC11.

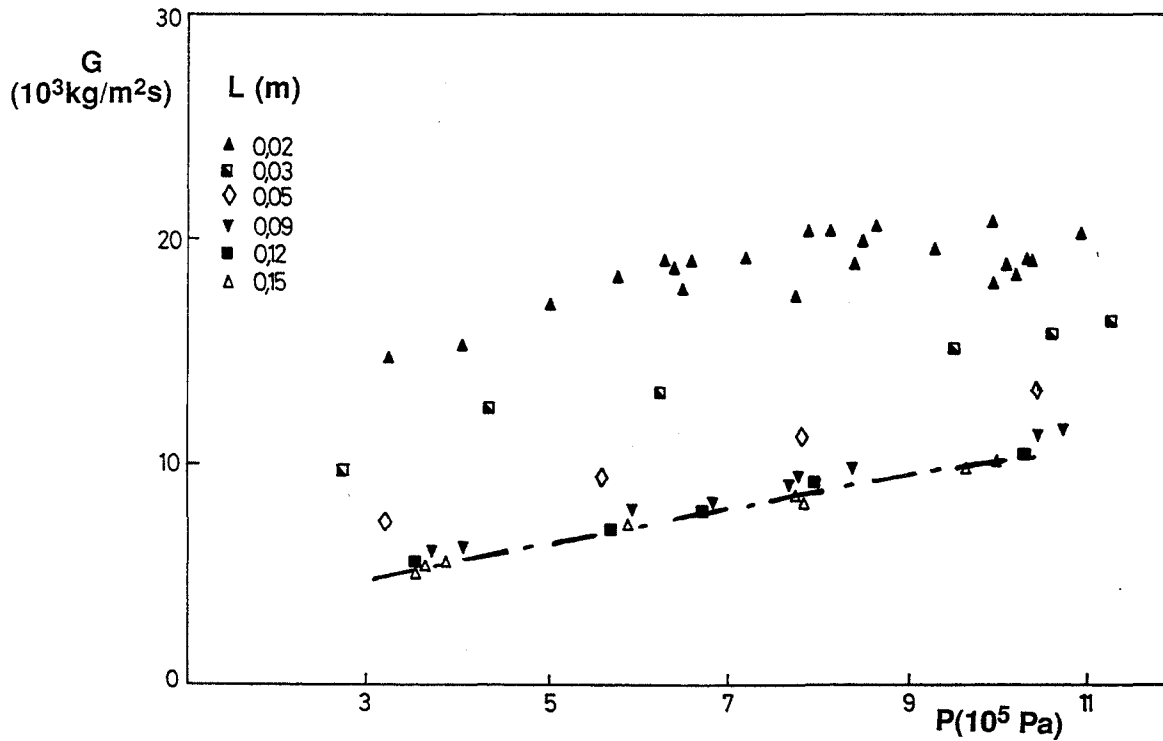


Figure I-4-2 Débits obtenus par van den Akker et al [91] et estimations du modèle IHE -CFC12.

Nous allons tout d'abord présenter les études publiées avec des produits autres que l'eau. Effectivement, si de nombreuses études ont été effectuées avec de l'eau, rares sont les auteurs qui ont réalisé des expériences avec d'autres fluides.

Les conclusions précédentes (I-4-1-b) peuvent alors être utilisées pour sélectionner les essais qui vont permettre l'analyse de l'influence de la nature des fluides : nous proposons de nous limiter au cas d'un fluide à saturation avec une conduite longue, cas où l'influence des autres paramètres semble limitée.

I-4-2-a Expériences réalisées avec des fluides autres que l'eau

Nous pouvons citer les travaux de Nyren et Winter avec de l'ammoniac [75] et du dioxyde de soufre [76]. Ces expériences sont difficiles à comparer aux essais réalisés avec de l'eau en raison de la géométrie utilisée (piquage vertical suivi d'une conduite horizontale pour les essais avec de l'ammoniac) ou du peu de connaissance de l'état initial du fluide (état sous-refroidi pour les études avec du dioxyde de soufre). Les mêmes limites existent pour l'utilisation des essais de Cowley et Tam avec du propane [15]. Signalons aussi l'étude expérimentale décrite par Curtelin [17] avec du propane mais nous ne possédons pas, à l'heure actuelle, les résultats obtenus avec ce montage. Remarquons enfin le peu d'informations publiées même quand des expériences sont réalisées : van den Akker utilise plusieurs fluides, et notamment propane et butane, mais ne publie pas les débits obtenus.

Ces différentes limites nous ont amenés à ne retenir que les résultats des expériences effectuées avec du CFC11 par Fletcher [33] et du CFC12 par van den Akker et al. [91].

Les résultats des expériences de Fletcher réalisées avec du CFC11, avec une conduite de diamètre 3,2 mm sont données sur la figure I-4-1 en fonction de la longueur. Il n'y a plus de variations de débits pour une longueur de conduite supérieure à $L = 0,32$ m ($L/D=100$). Par contre, dans ces conditions, les mesures sont surestimées par le modèle IHE.

Van den Akker a réalisé des essais avec différents fluides. Les résultats obtenus avec du CFC12, pour plusieurs longueurs de conduite et un diamètre de 4 mm sont présentés, en fonction de la pression, sur la figure I-4-2. Dans ces conditions, la longueur ne semble pas avoir d'influence au-delà de 0,09 m (remarquons cependant que la conduite la plus longue n'est que de 0,15 m). De plus, cette figure montre que le modèle IHE permet de prévoir les débits corrects pour les longueurs les plus importantes, dans les autres cas les points expérimentaux sont sous-estimés.

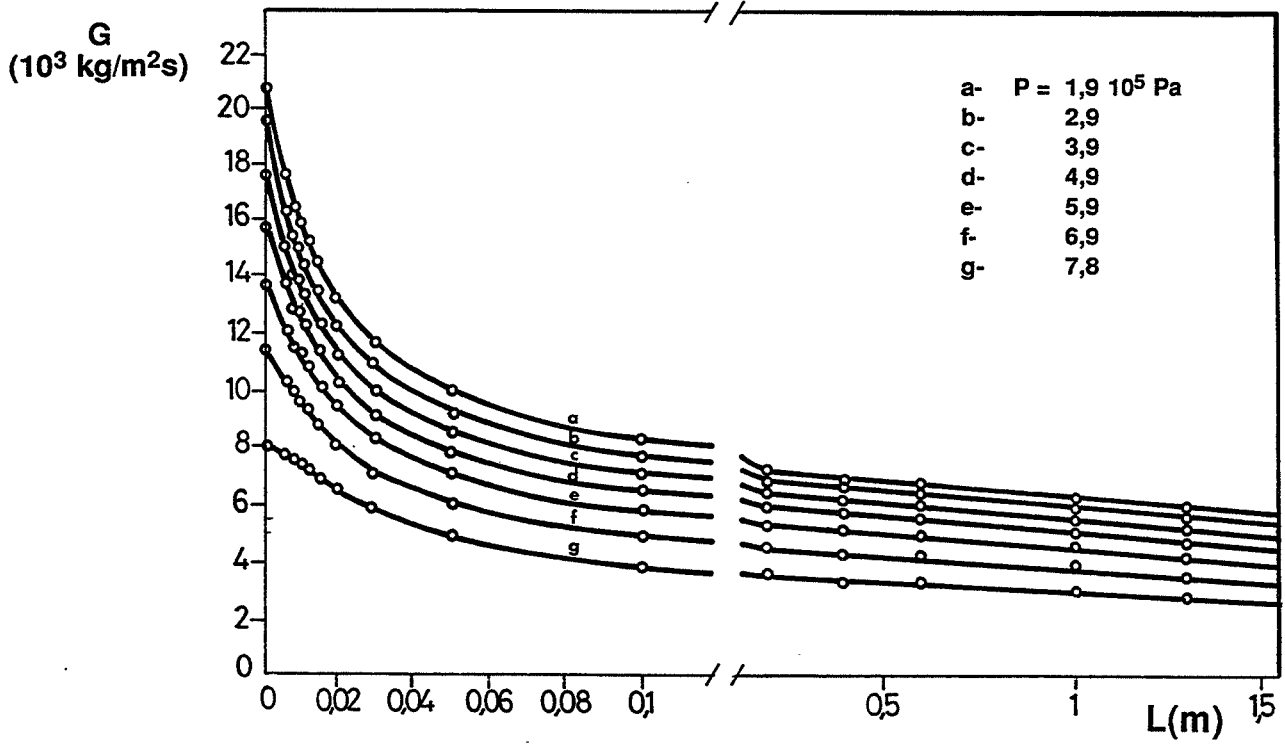


Figure I-4-3 : Débits en fonction de la longueur selon Uchida et Nariai [89].

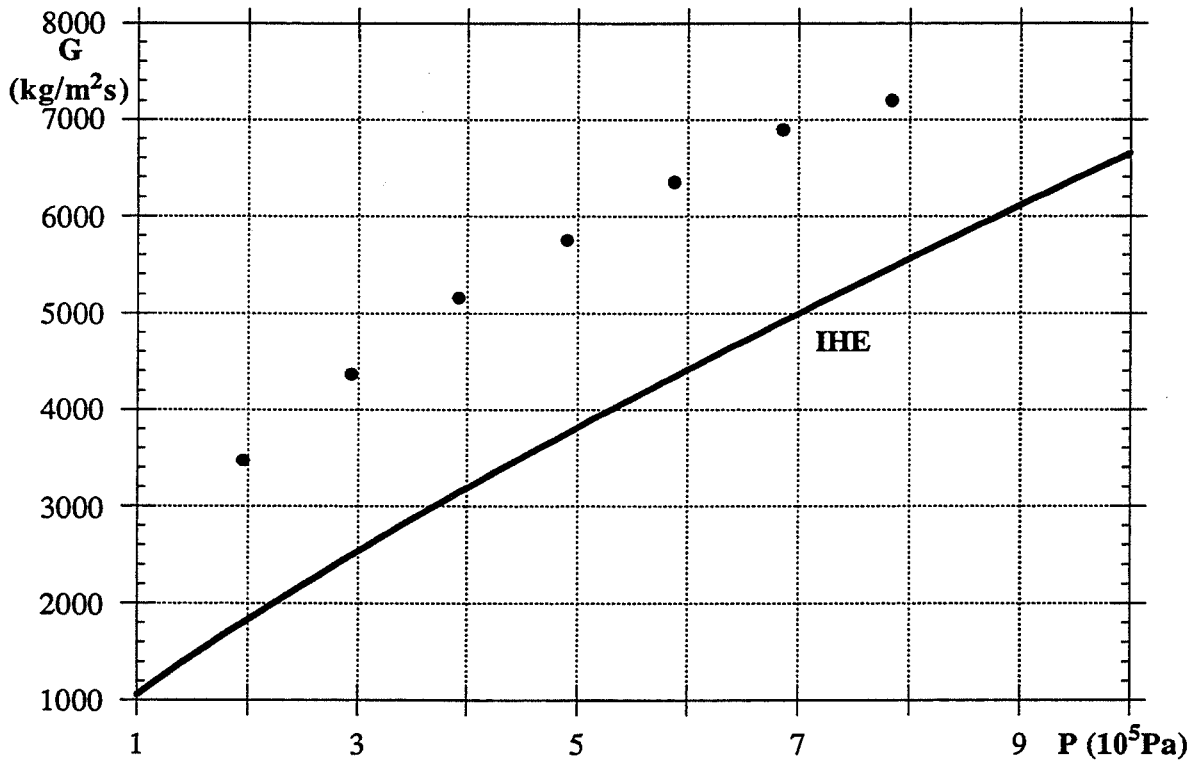


Figure I-4-4 : Débits obtenus par Uchida et Nariai [89] pour une longueur de 0,4 m, comparés aux estimations du modèle IHE.

I-4-2-b Comparaison des débits pour les CFC et l'eau

Nous proposons tout d'abord de comparer les résultats présentés pour les CFC avec ceux obtenus avec de l'eau par Uchida et Nariai [89].

Effectivement, ces auteurs ont réalisé des expériences avec des pressions initiales identiques et des dimensions voisines. Les débits, tels qu'ils sont présentés par ces auteurs, sont reportés sur la figure I-4-3. La figure I-4-4 montre la variation du débit en fonction de la pression pour une longueur de 0,4 m. Les estimations du modèle IHE sont présentées sur ce deuxième tracé. Nous constatons facilement que ce modèle sous-estime les mesures expérimentales.

Ces différentes comparaisons entre les mesures et les estimations du modèle sont regroupées dans le tableau I-4-4 .

Pour les CFC, nous avons retenu la pression la plus élevée et la longueur la plus faible telle que ce paramètre n'influence plus les débits (début du palier sur une courbe débit en fonction de la longueur). Les résultats obtenus avec de l'eau par Uchida sont donnés pour les longueurs (même si la figure I-4-4 montre que ce paramètre n'a que peu d'effet) et les pressions initiales voisines.

	Fluide	D mm	L m	P ₀ 10 ⁵ Pa	G _{EXP} /G _{IHE}
van den Akker [91]	CFC12	4	0,15	8	1
Uchida [89]	EAU	4	0,2	7,84	1,4
Fletcher [33]	CFC11	3,2	0,32	4	0,8
Uchida [89]	EAU	4	0,4	3,92	1,6

Tableau I-4-4 : Comparaison des débits en fonction de la nature du fluide, pour des pressions et dimensions de la conduite voisines.

Ce tableau met en évidence des différences entre le modèle le plus simple et les résultats expérimentaux obtenus avec de l'eau et avec des CFC.

L'analyse des écarts nous conduit tout d'abord à remettre en cause les hypothèses du modèle retenu : isentropie, homogénéité ou équilibre thermodynamique. Une première analyse dans cette direction, à partir des informations publiées par les différents auteurs, n'a pas permis d'interpréter ces différences. Seule une présentation sommaire de cette démarche est présentée ici puisque la suite de ce travail nous permettra de développer ces résultats.

Isentropie

La remise en cause de cette hypothèse revient à calculer un débit en prenant en compte les frottements. Dans ces conditions, les débits calculés sont bien évidemment différents. Cependant les écarts constatés entre les différents fluides ne sont pas modifiés. En d'autres termes, l'influence des frottements semble être la même pour ces différents fluides. Remarquons tout de même que cette démarche suppose que l'influence de l'état de surface de la conduite est équivalente pour les différents montages étudiés.

Homogénéité, même vitesse pour les deux phases

Les analyses précédentes ont montré que l'influence de vitesses différentes semble liée à l'éloignement au point critique, soit au rapport des volumes massiques du gaz et du liquide. Les résultats expérimentaux de Kevorkov [59], avec de l'eau, présentés sur la figure I-3-1, montrent que les écarts avec le modèle IHE varient et changent de signe en fonction de la pression. D'autre part, les modèles de Moody [71] ou de Fauske [25-26] permettent de calculer un glissement lié au rapport entre le volume massique du gaz et celui du liquide. Nous avons donc comparé (Tableau I-4-5) les résultats publiés avec des CFC à ceux obtenus avec de l'eau en fonction de ce paramètre.

	Fluide	D mm	L m	P 10 ⁵ Pa	v _G /v _L	G _{EXP} /G _{IHE}
Van den Akker [91]	CFC12	4	0,15	8	28	1
Fauske [27]	EAU	6,35	0,08	54	28	1,05
Fauske [27]	EAU	"	0,25	54	28	0,94
Fletcher [33]	CFC11	3,2	0,32	4	65	0,83
Fauske [27]	EAU	6,35	0,1	26	60	1,15

Tableau I-4-5 : Comparaison des débits en fonction de la nature du fluide, pour un même rapport de volumes massiques.

Les résultats reportés dans le tableau I-4-5 montrent que l'influence de ce paramètre peut expliquer les écarts obtenus entre le CFC12 et l'eau : pour un même rapport des volumes massiques les rapports entre les débits mesurés et ceux estimés par IHE sont voisins. Par contre, cette interprétation n'est pas valable pour la comparaison entre le CFC11 et l'eau.

Remarquons enfin que les frottements ne peuvent expliquer les écarts résiduels constatés entre les CFC et l'eau dans la mesure où l'influence de ce phénomène est moins importante pour les fortes pressions.

Equilibre, même température pour les deux phases

Le choix de comparer des fluides stockés à saturation avec une conduite longue permet, selon les conclusions présentées précédemment, de négliger les écarts à l'équilibre.

Conclusions

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DES MINES DE SAINT-ETIENNE
Bibliothèque du Centre SPIN

Cette analyse montre des écarts entre l'eau et les CFC. La remise en cause des hypothèses de IHE ne nous permet pas d'expliquer les différences constatées entre l'eau et le CFC11. Cette étude reste qualitative aussi il nous paraît important de souligner deux limites à cette comparaison :

1 - Peu d'expériences avec des fluides autres que l'eau sont publiées. Ceci implique que seuls les débits obtenus par deux auteurs (Fletcher et van den Akker) sont comparés aux débits obtenus avec l'eau. Or, l'analyse des résultats expérimentaux publiés avec l'eau montre des différences importantes entre certains auteurs. Les débits mesurés avec de l'eau et utilisés pour cette comparaison ont pu être confrontés à ceux publiés par d'autres auteurs ; par contre, une telle démarche n'est pas possible pour les expériences réalisées avec les CFC.

2 - Nous avons mis en évidence l'influence de nombreux paramètres sur l'écoulement. Nous avons essayé de choisir des conditions expérimentales (dimensions de la conduite) telles que l'influence de ces facteurs reste limitée ; mais nous ne pouvons, à partir des informations disponibles, étudier l'effet des conditions dans le réservoir.

I-5 CONCLUSIONS

La présentation des méthodes pour le calcul des débits critiques a permis de différencier plusieurs familles de modèles :

- modèles homogènes à l'équilibre
- modèles avec des vitesses différentes
- modèles hors équilibre.

La première catégorie de modèles permet de déterminer facilement un débit critique. Par contre, les autres démarches nécessitent l'expression de termes mal connus (échanges entre les phases et/ou conditions initiales), ce qui impose des hypothèses supplémentaires ou l'introduction de coefficients empiriques.

Nous devons retenir que ce sont les écarts observés entre les prédictions fournies par les modèles les plus simples et les résultats expérimentaux qui sont à l'origine du développement de modèles avec des différences de vitesse et/ou des écarts à l'équilibre ; la prise en compte de ces deux types de phénomènes permet effectivement d'estimer des débits plus élevés.

La deuxième partie de cette étude a été consacrée aux paramètres qui influencent l'écoulement : les conditions dans le réservoir et la géométrie de la conduite, en nous limitant au cas d'une canalisation horizontale de section constante. Cette analyse a mis en évidence un certain flou concernant l'influence des dimensions de la conduite, et plus précisément l'effet du diamètre.

Cette étude bibliographique a aussi permis de constater un manque de connaissances des écoulements critiques dans le cas d'un fluide autre que l'eau. Il existe peu d'études avec des fluides de nature différente. De plus, la comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle le plus simple montre des écarts en fonction de la nature du fluide. La remise en cause des hypothèses de ce modèle ne nous permet pas d'expliquer les différences obtenues entre le CFC11 et l'eau.

Dans ces conditions, se pose alors le problème de l'extrapolation des conclusions obtenues avec l'eau aux nombreux fluides stockés et véhiculés dans l'industrie.

Cette dernière constatation nous a conduit à construire un montage expérimental afin de comparer, dans une même installation, les écoulements avec plusieurs fluides.

En raison des difficultés à déterminer l'influence des dimensions de la conduite à partir de l'étude bibliographique, notre montage expérimental sera dans un premier temps utilisé avec plusieurs géométries afin de déterminer les conditions optimales pour cette comparaison.

MONTAGE EXPÉRIMENTAL



Le manque de connaissance des écoulements diphasiques avec un fluide autre que l'eau, et le flou en ce qui concerne l'influence de la géométrie mis en évidence par l'étude bibliographique, nous ont décidés à réaliser nos propres expériences.

Une installation a donc été conçue et réalisée. Mais nous avons aussi des contraintes à respecter : il était impossible de faire des essais ailleurs que dans les locaux de l'école (contraintes de temps et de coût) et il était nécessaire de prévoir un montage suffisamment simple pour pouvoir être construit et exploité dans le cadre de ce travail. Ces deux limites nous ont orientés pour le choix des fluides mais aussi pour la gamme de pression utilisée et le niveau d'instrumentation de l'installation.

Dans une première partie, nous allons d'abord présenter le dispositif expérimental : le principe de l'installation, les fluides choisis et les caractéristiques des capteurs utilisés. Ensuite, nous nous intéresserons à la mise en œuvre de ce montage, en présentant le mode opératoire retenu, une évaluation de la précision des mesures effectuées, et enfin le résultat des tests de reproductibilité.

II-1 PRÉSENTATION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

II-1-1 DIFFÉRENTS PRINCIPES ET CHOIX

II-1-1-a Choix du principe du montage expérimental

Les montages expérimentaux utilisés pour étudier un écoulement peuvent être classés en deux catégories:

- système ouvert, consistant en un réservoir avec un orifice, et éventuellement une conduite, où l'écoulement est étudié lors de la vidange du réservoir. Il s'agit d'un système instationnaire sauf si le contenu amont est grand, théoriquement infini, par rapport à la fuite créée. Ce type de montage a souvent été utilisé pour étudier les écoulements diphasiques [27-92-89-74 par exemple].

- système fermé ou boucle, ce principe permet d'obtenir un écoulement stationnaire. Par contre, il nécessite beaucoup plus d'appareillage et de mise au point pour sa réalisation. Lors de l'étude d'écoulements diphasiques, il est en effet nécessaire, par exemple, de séparer les deux phases après la section d'essai avant de les recomprimer.

Pour des raisons évidentes de simplicité, nous avons retenu le premier principe de montage exposé : réservoir avec une conduite équipée d'une vanne simulant la brèche.

La réglementation impose une vérification et une autorisation d'un organisme de contrôle pour tout appareil de volume supérieur à 20 l sous pression au-delà de 0,4 MPa. Pour éviter des délais supplémentaires et afin de pouvoir modifier facilement notre montage expérimental, nous avons choisi de nous limiter à une pression maximum de 0,4 MPa. Ce domaine de pression est relativement restreint mais devrait être suffisant pour comparer l'écoulement des fluides de nature différente.

II-1-1-b Choix des fluides

Il était, dès le départ, évident que nous devions utiliser de l'eau afin de pouvoir comparer nos résultats à ceux publiés dans la littérature.

Le choix d'un fluide différent est plus délicat. Il est effectivement plus difficile de sélectionner un produit pouvant être utilisé de manière sûre dans un local fermé. Il faut un fluide ni

toxique, ni explosif. Nous avons donc retenu des ChloroFluoroCarbones (Forane ou Fréon), notés CFC dans ce travail.

CFC11 : Trichloro Fluoro Méthane, CCl_3F	Forane 11 ou Fréon 11
Température d'ébullition à pression atmosphérique	$T_{\text{eb}} (1 \text{ atm}) = 23,7^\circ\text{C} = 296,85 \text{ K}$
Pression de vapeur saturante à 20°C	$P_V (20^\circ\text{C}) = 0,883 \cdot 10^5 \text{ Pa}$
Pression critique (au sens thermodynamique)	$P_{\text{ct}} = 44,09 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.
CFC113 : Trichloro Fluoro Ethane, $\text{CCl}_2\text{F}/\text{CClF}_2$	Forane 113 ou Fréon 113
Température d'ébullition à pression atmosphérique	$T_{\text{eb}} (1 \text{ atm}) = 47,6^\circ\text{C} = 320,75 \text{ K}$
Pression de vapeur saturante à 20°C	$P_V (20^\circ\text{C}) = 0,362 \cdot 10^5 \text{ Pa}$
Pression critique (au sens thermodynamique)	$P_{\text{ct}} = 34,1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.

Propriétés thermodynamiques des fluides utilisés

Nous avons au départ utilisé les propriétés thermodynamiques des fluides fournies par Daubert et Danner [18]. Mais la comparaison de ces données pour les CFC avec celles fournies par Atochem, fabricant de ces fluides, a révélé une erreur concernant les chaleurs spécifiques préconisées par Daubert et Danner. Nous avons donc décidé d'utiliser les propriétés fournies par le fabricant. L'inconvénient majeur est que ces valeurs sont données sous forme de tableaux. La nécessité d'avoir des équations pour utiliser nos modèles nous a conduits à chercher un polynôme en fonction de la température, afin de garder la même structure des programmes que ceux utilisant les données initiales de Daubert et Danner, pour ces différentes propriétés. Les principales propriétés des fluides utilisés sont données en Annexe II.

II-1-2 DESCRIPTION DE L'INSTALLATION

Le réservoir est composé d'un cylindre en acier inoxydable de 0,8 m de haut et de 0,21 m de diamètre. Le volume est voisin de 27 l ($27 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$).

La mesure de débit choisie impose de connaître assez précisément la section du réservoir. Un étalonnage avec de l'eau froide, couvercle ouvert, nous a permis d'accéder à cette grandeur : pesée de la quantité d'eau sortie en fonction de la variation de niveau. On obtient ainsi une surface de $34,6756 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$.

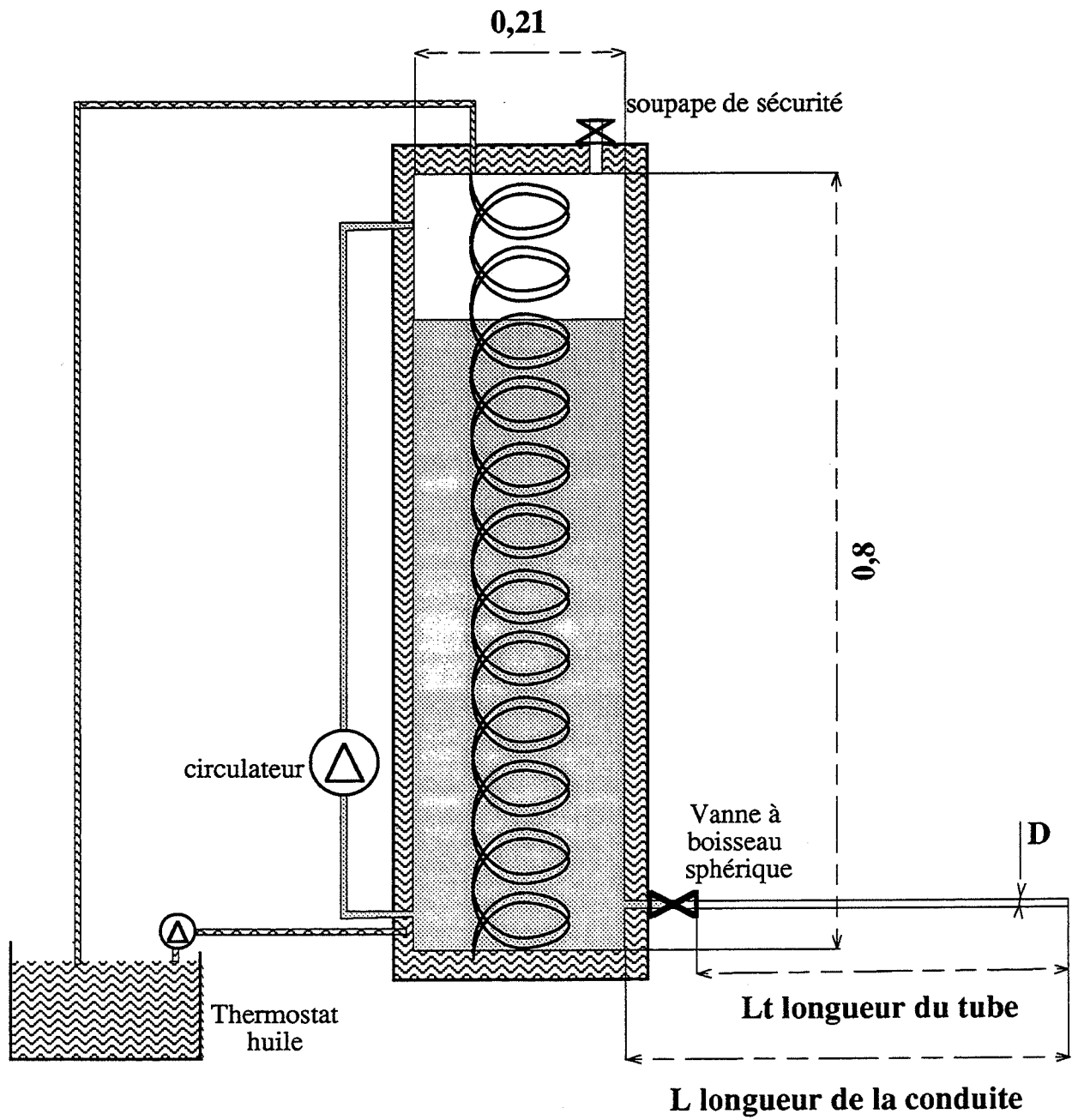


Figure II-1-1 : Schéma de l'installation expérimentale

Pour décrire le montage expérimental, nous allons passer en revue les différentes fonctions nécessaires (figure II-1-1) et présenter les solutions retenues.

Mise en pression

La pression est obtenue en augmentant la température : si le réservoir ne contient qu'un liquide et sa vapeur, on se déplace sur la courbe de saturation du fluide. Nous avons retenu deux circuits pour assurer le chauffage : un serpentin intérieur et une double paroi pour l'ensemble de l'installation y compris les couvercles. De l'huile Silicone (Rhodorsil 47 V 20) chauffée par un thermostat circule dans ces circuits ; elle supporte une température maximum de 250°C.

L'homogénéisation dans le réservoir est assurée par un circulateur qui pompe le liquide dans le fond du réservoir et le rejette dans la phase vapeur. Cette solution a été préférée à un mobile d'agitation car il est plus délicat d'avoir une bonne étanchéité autour d'un axe tournant.

Le débit de circulation varie de 6 à 10 l/mn quand la pression passe de 0,1 à 0,4 MPa. Dans ces conditions, la circulation du volume complet se fait, en supposant qu'il n'y a pas de zone morte, en 4 minutes maximum.

Sécurité

Par mesure de sécurité, il a été prévu une soupape tarée à 0,4 MPa. Cette soupape est munie d'un levier, ce qui permet de l'utiliser comme sortie de la phase vapeur, pour purger l'air initialement présent.

Observation

Les couvercles inférieur et supérieur sont munis de hublots en verre qui permettent d'observer l'intérieur du réservoir durant une expérience.

Un tube en verre, placé sur un coté, permet l'observation et la mesure, grâce à une règle fixée sur ce tube, du niveau de liquide dans le réservoir. Cette installation est particulièrement utile lors du remplissage, mais permet aussi de mesurer les niveaux de liquide avant et après chaque expérience.

Conduites et simulation de la brèche

Nous avons décidé d'utiliser deux diamètres de conduite. Pour cela, des premiers tubes ont été soudés sur le réservoir. Des conduites de même longueur et de même diamètre extérieur ont ensuite été placées à l'intérieur de ces premiers tubes. Ce montage permet d'avoir une entrée de conduite à bord vif et évite les irrégularités dues au cordon de soudure.

La brèche est simulée par une vanne à boisseau sphérique placée près du réservoir. La boule de la vanne ainsi que les joints d'étanchéité ont été choisis, ou modifiés, de telle façon que le diamètre intérieur de la conduite reste constant : 8 et 16 mm.

Les vannes nécessitent une ouverture rapide ; nous avons donc retenu un système à commande électro-pneumatique.

Différents tubes peuvent être placés à la sortie de la vanne. Nous avons utilisé les longueurs de tubes suivantes:

Diamètre 8 mm longueurs de tubes 0,01 - 0,1 - 0,25 - 0,5 m

Diamètre 16 mm longueurs de tubes 0,01 - 0,1 - - 0,5 m

La longueur de la conduite doit être calculée en prenant en compte la longueur de la vanne et de la double paroi. Les dimensions des conduites utilisées sont détaillées dans le tableau II-1-1. Le diamètre 12 mm n'a été utilisé que de manière marginale, pour des expériences préliminaires.

	Longueur (m)	Rapport L/D
D = 8 mm	0,115	14,4
	0,195	24,4
	0,345	43,1
	0,595	74,4
D = 16 mm	0,135	8,4
	0,215	13,4
	0,615	38,4
D = 12 mm	0,345	28,7

Tableau II-1-1 Géométries utilisées.

Récupération des Réfrigérants - Montage spécifique

La convention de Montréal de 1988, relative à la protection de la couche d'ozone, régit l'utilisation de certains chlorofluorocarbones et notamment les CFC11 et CFC113. Nous avons donc installé une cuve de récupération à la fin de la conduite. Le volume de cette cuve (0,5 m³) a été choisi de telle façon que la pression n'excède pas 0,5 fois la pression amont (la pression critique étant, avec une conduite longue, toujours supérieure ou égale à 0,55 fois la pression initiale). La pression dans le réservoir de récupération peut être mesurée mais non enregistrée.

II-1-3 MOYENS DE MESURE

Nous allons, dans ce paragraphe, présenter la position ainsi que les caractéristiques des capteurs retenus. Nous avons choisi de mesurer la température de la phase gazeuse et du liquide dans le réservoir ainsi que sur la conduite. La pression du réservoir est mesurée dans le ciel gazeux. Quant au débit, il est calculé à partir de l'évolution du niveau de liquide en fonction du temps, niveau mesuré par pression différentielle (figure II-1-2).

II-1-3-a Mesures des températures

Toutes les mesures de température sont effectuées avec des thermocouples cuivre/cuivre-nickel (type T). Nous avons distingué deux types de mesure : celles effectuées dans le réservoir et sur la conduite.

Position des thermocouples à l'intérieur du réservoir.

Les thermocouples utilisés dans le réservoir ont une gaine de 1 mm de diamètre et 25 cm de longueur. Ils sont installés sur le réservoir grâce à un passage étanche selon le principe de presse-étoupe. Cet assemblage permet de mesurer la température à différentes distances de la paroi. Nous avons choisi de les placer approximativement au centre du réservoir, soit environ 10 cm de gaine à l'intérieur du réservoir.

La mesure de la température du liquide s'effectue à 3,5 cm du fond du réservoir, soit au même niveau que les conduites. Le passage étanche est situé à égale distance des deux sorties.

La mesure en phase vapeur est réalisée à 3,5 cm du haut du réservoir. Il est important de vérifier, grâce au hublot, que le thermocouple ne soit pas dans le jet liquide de la circulation.

Position des thermocouples sur la conduite.

Les thermocouples utilisés sur la conduite ont une gaine de diamètre 0,50 mm.

Deux mesures de température sont effectuées sur le tube de diamètre 8 mm. Pour les tubes très courts et les conduites de diamètre $D = 16$ mm, seule une température est mesurée. Les capteurs pénètrent d'environ 2 mm dans l'écoulement par un orifice de 1 mm percé sur le tube. L'étanchéité est assurée par de la résine.

Ils sont placés sur le tube, à quelques millimètres après la vanne et à environ 3 mm de la fin du tube, soit aux cotes précisées dans le tableau II-1-2 en fonction des différentes géométries.

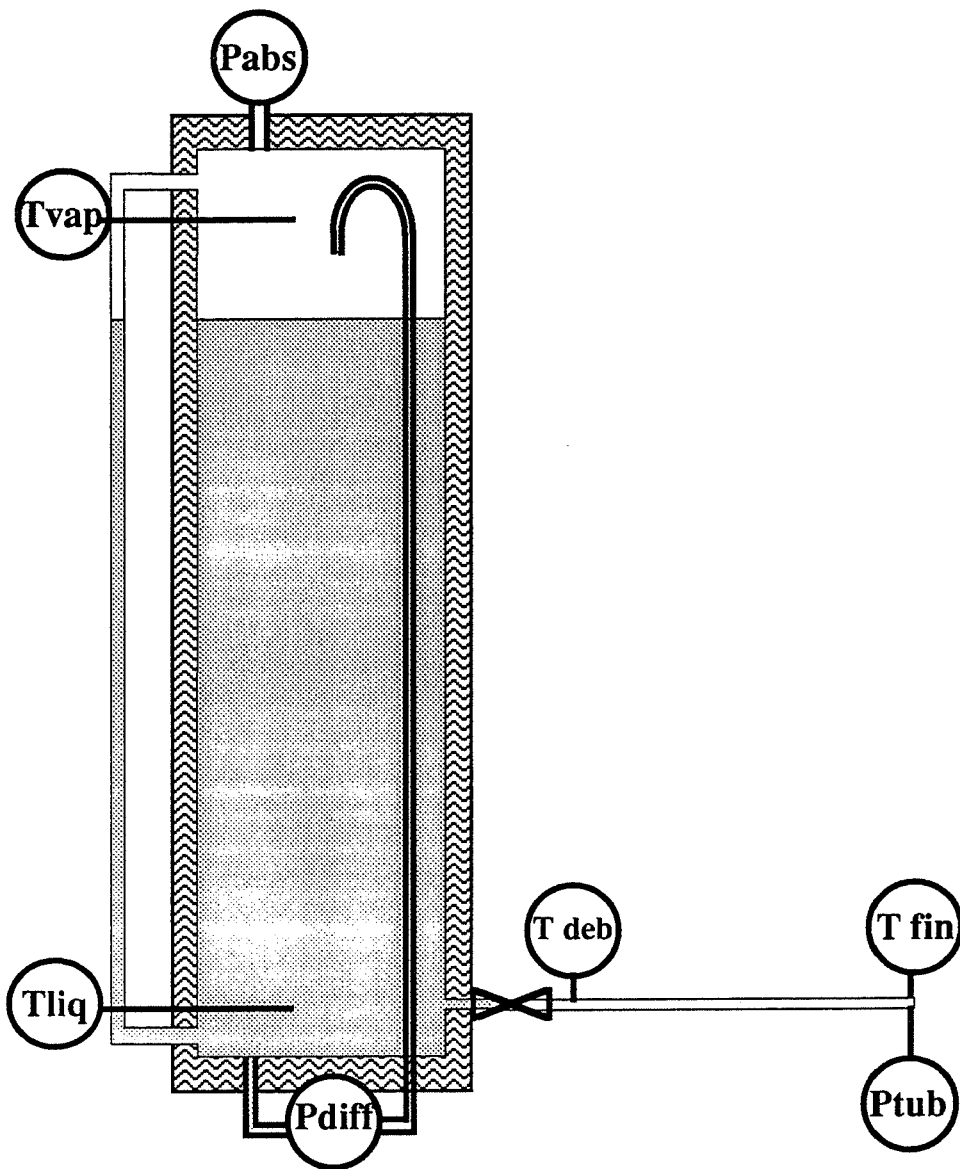


Figure II-1-2 : Schéma de l'installation expérimentale avec les points de mesure

	Longueur (m)	Début du tube	Fin du tube
D = 8 mm	0,115	0,112	
	0,195	0,112	0,192
	0,345	0,112	0,342
	0,595	0,112	0,592
D = 16 mm	0,135	0,132	
	0,215	0,132	
	0,615	0,132	

Tableau II-1-2 : Positions des thermocouples sur la conduite.

Caractéristiques des thermocouples

Les thermocouples utilisés sont gainés inox et la soudure chaude est reliée à la masse, ce qui réduit le temps de réponse. Celui-ci dépend du diamètre de la gaine. Le constructeur fournit le temps mis par un thermocouple initialement à 20°C (dans de l'air) pour atteindre 63,2% du changement de température quand il est plongé dans de l'eau bouillante :

Diamètre 1,0 mm : 0,075 seconde

Diamètre 0,5 mm : 0,0125 secondes, le temps pour atteindre la température finale est inférieur à 0,1 seconde pour ce type de capteur.

La tolérance sur les thermocouples est donnée par les tables internationales de référence. Elle est, pour des thermocouples de type T, dans le domaine -40°C à 350°C, de $\pm 1^\circ\text{C}$.

Les tensions mesurées aux bornes du thermocouple sont converties en température avec un polynôme de degré 7 donné par les tables du NBS [63]. La précision de ce polynôme est de $\pm 0,5^\circ\text{C}$.

II-1-3-b Mesure de la pression

La pression absolue dans le réservoir est mesurée dans le ciel gazeux. Le capteur est directement vissé dans le couvercle supérieur du réservoir, à 9 cm de l'axe du réservoir. L'étanchéité est assurée par un joint plat.

Caractéristiques du capteur

Nous avons choisi un capteur de pression absolue de type piézorésistif, corps et membrane inox 316, de marque Keller (PAA-11-5). La gamme de mesure est 0 - 5 10^5 Pa.

Les caractéristiques annoncées par le constructeur concernent deux types d'erreur :

- erreur de linéarité et hystérésis et répétabilité : $\pm 0,2$ % de l'étendue de mesure, $\pm 0,01$ 10^5 Pa.
- dérive thermique du zéro et de la sensibilité : $\pm 0,065$ % de la pleine échelle par °C entre -55 et +150°C, c'est à dire 8,45 % de l'étendue de mesure, ou 0,42 10^5 Pa, pour des variations de température entre 20 et 150°C.

Le capteur a donc été étalonné en fonction de la température. Les précisions ainsi obtenues ont alors été estimées à $\pm 0,5$ % de l'étendue de mesure.

Ces caractéristiques amènent une précision globale de $\pm 0,03$ 10^5 Pa sur la mesure de pression absolue.

Le capteur est alimenté par un courant stable de 1 mA. Le signal de sortie varie alors de 0 à 250 mV.

Mesure de la pression sur la conduite.

Nous avons de plus mesuré la pression à la fin de la conduite. Pour cela, nous avons choisi un capteur à membrane affleurante de diamètre 3,6 mm.

En raison de problèmes de sensibilité à la température mais surtout de dérive dans le temps, seules les variations de pression sont utilisées dans ce travail. Aussi, les caractéristiques de ce capteur ne sont pas précisées.

II-1-3-c Mesure du débit : capteur de pression différentielle

La mesure du débit est un point très important de cette expérience. Nous avons retenu une solution simple : le débit est obtenu en mesurant le niveau de liquide dans le réservoir, par pression différentielle, en fonction du temps.

Problème du montage du capteur de pression différentielle

Afin de mesurer la hauteur de liquide dans le réservoir il est important de n'avoir ni vapeur du côté liquide, ni liquide du côté vapeur. La position de ce capteur, à l'extérieur du réservoir, fait

que le raccordement entre la canne de vapeur et le capteur est un point froid (à température ambiante) où se condense la vapeur. Nous avons essayé, dans un premier temps, de surchauffer cette partie afin d'éviter la condensation. Le principal inconvénient de cette solution est que le capteur est alors soumis à un fort gradient de température ; or la sensibilité du capteur est fortement dépendante de cette température qu'il est difficile de mesurer dans ces conditions.

Nous avons donc décidé de ne plus surchauffer cette partie et de laisser la vapeur se condenser près du capteur de pression. Ceci implique que le niveau mesuré par la pression différentielle n'est pas la hauteur de liquide dans le réservoir mais une hauteur de liquide par rapport à une référence dont nous ignorons la position (hauteur de liquide condensé du côté vapeur du capteur). En contre partie, le capteur est à la température ambiante, qui peut cependant varier d'une expérience à l'autre.

Cette façon de procéder est possible car c'est essentiellement la variation de hauteur dans le réservoir qui nous intéresse. De plus le tube en verre permet de connaître les niveaux avant et après chaque expérience. Ces observations peuvent donc être utilisées pour retrouver la hauteur réelle dans le réservoir. Elles servent aussi à un étalonnage du capteur de pression différentielle à chaque expérience : la réponse du capteur est mesurée avant et après chaque expérience et reliée aux lectures de niveau.

Caractéristiques du capteur de pression différentielle

Un capteur de pression différentielle de type piézorésistif, corps et membrane inox 316, de marque Keller (PD-10) a été retenu. La gamme de mesure est 0 - 100 mbar (10^2 Pa). Il est alimenté par un courant stable de 1 mA. Le signal de sortie varie alors de 0 à 250 mV.

Le montage spécifique exposé ci-dessus nous affranchit en grande partie des problèmes de précision sur le capteur de pression différentielle. Nous indiquerons donc plus loin la précision attendue sur la mesure du débit.

II-1-3-d Enregistrement des données.

L'acquisition de données se fait par l'intermédiaire d'un système HP-3497 (Hewlett-Packard), commandé par une interface GPIB (National Instruments) depuis un compatible PC (Amstrad 286).

Le système HP-3497 est composé d'un voltmètre associé à un multiplexeur sur lequel sont reliés les capteurs, thermocouples et capteurs de pression. Une carte relais avec compensation de température a été utilisée ; elle comporte un dispositif électronique qui mesure la température des bornes de raccordement et la convertit en tension de décalage simulant la température de la glace

fondante. 19 voies de mesure par carte sont disponibles ; nous en utilisons habituellement 7 pour les températures et 2 pour les pressions.

Une carte de puissance permet de commander l'ouverture et la fermeture de la vanne.

Caractéristiques du système d'acquisition

Il est bien entendu possible de régler la gamme du voltmètre, le nombre de chiffres visualisés soit la résolution du système, la fréquence d'acquisition... Nous allons nous contenter ici de présenter les caractéristiques correspondant aux principaux paramètres retenus.

Nombre de chiffres significatifs.

Toutes les mesures ont été faites avec 5 chiffres significatifs. Cette configuration permet de résoudre deux problèmes. D'une part, on obtient la meilleure résolution du voltmètre ($1\mu\text{V}$) et en même temps, chaque mesure est le résultat d'une intégration de 2,0 ms, réglée sur la fréquence du réseau. Ceci permet donc de ne pas se soucier de l'isolation des câbles reliant l'installation expérimentale à la cabine de mesure.

Vitesse d'acquisition.

En contre partie, la vitesse d'acquisition est plus faible mais a été jugée suffisante. Il est possible de faire, au maximum, 1000 mesures en 25 secondes. Pour cela, le zéro du voltmètre est vérifié uniquement avant chaque expérience et non entre chaque mesure.

Si le voltmètre doit changer de gamme de mesure, ce qui est le cas avec le capteur de pression absolue, la vitesse d'acquisition sera plus faible. Si 6 voies (4 températures, la pression différentielle et la pression absolue) sont utilisées, il faut environ 40 secondes pour effectuer 1000 acquisitions.

Précision du voltmètre.

Nous nous intéresserons uniquement à l'erreur la plus importante provenant du fait que le zéro n'est pas vérifié entre chaque mesure. Le constructeur ne garantit pas, dans ces conditions, une précision au-delà de $10\mu\text{V}$. Seule la mesure des températures peut être sensible à ce paramètre : la précision n'est pas garantie au-delà de $0,3^\circ\text{C}$.

Stabilité sur un an

Ce type de caractéristique est utile pour comparer les essais réalisés à des dates différentes. En incluant les variations de la température ambiante et la stabilité du voltmètre sur un an, l'erreur reste inférieure à $4,5\mu\text{V}$.

II-2 MISE EN ŒUVRE DE CE MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Nous allons d'abord décrire la procédure expérimentale retenue. Par la suite, nous nous intéresserons à la précision des mesures effectuées, surtout les températures et le débit.

Nous nous sommes aussi souciés de la reproductibilité de nos essais, résultats qui seront présentés dans une troisième partie.

II-2-1 MODE OPÉRATOIRE

Le remplissage du réservoir en eau ne pose pas de problème. Nous utilisons pour cela l'eau du réseau de la ville en maintenant la soupape ouverte. Ceci permet de remplir le réservoir sans le laisser refroidir.

Par contre, pour les essais avec les CFC, nous laissons refroidir l'installation. Ainsi la pression à l'intérieur du réservoir devient égale à la pression de vapeur saturante de la température ambiante et le remplissage s'effectue lentement en raccordant le bidon du fluide au réservoir. L'utilisation d'une pompe permet d'accélérer le remplissage.

La mise en température et en pression se fait par la circulation de l'huile chauffée dans le thermostat. L'homogénéisation dans le réservoir est assurée par le circulateur.

La méthode de remplissage utilisée avec l'eau nécessite de purger l'air présent dans le ciel gazeux. Pour cela, la soupape reste ouverte alors que la pression commence à augmenter dans le réservoir. Ceci permet aussi de dégazer l'eau. Nous laissons évaporer ainsi 1 à 2 litres d'eau. Cette étape est importante pour le bon déroulement des expériences. Nous vérifions que tout l'air est évacué en comparant la pression absolue mesurée dans le ciel du réservoir avec la pression de vapeur saturante de la température mesurée dans le ciel gazeux, après fermeture de la soupape.

Si nécessaire, une purge peut être réalisée lors des essais avec les CFC (en prenant soin de refroidir les vapeurs).

Des essais préliminaires ont montré une influence du taux de remplissage, hauteur initiale de liquide. Par la suite, tous les essais ont été réalisés avec un même niveau de liquide initial : 65 cm, soit un taux de remplissage voisin de 80%.

Un état stable doit être atteint : les températures dans le réservoir doivent être égales. La température de l'huile doit être très proche de celle du fluide ceci afin d'éviter des échanges de chaleur à la paroi du réservoir ; elle est estimée à partir de la mesure dans le thermostat, généralement supérieure de quelques degrés (au maximum 5°C) en raison des pertes thermiques entre le thermostat et le réservoir.

Dès lors que cet état d'équilibre est atteint, l'expérience peut commencer, après arrêt de la circulation et lecture du niveau de liquide dans le réservoir.

Pour cela nous avons développé un programme qui permet l'acquisition des données, l'ouverture et la fermeture de la vanne ; la durée de l'expérience est choisie en fonction des essais précédents de façon à pouvoir lire le niveau de liquide résiduel. Des mesures sont faites avant, pendant et après la vidange.

II-2-2 PRÉCISION DES MESURES

II-2-2-a Erreurs sur les mesures de température

Nous nous intéressons uniquement dans ce paragraphe aux mesures des températures. L'erreur sur la mesure des températures sera le cumul de différents facteurs :

- tolérance des thermocouples : $\pm 1^\circ\text{C}$
- erreur du voltmètre : $\pm 0,3^\circ\text{C}$
- erreur du polynôme : $\pm 0,5^\circ\text{C}$

On obtient ainsi une précision de $\pm 1,8^\circ\text{C}$ sur la mesure de la température.

Il est cependant permis d'espérer une meilleure précision relative, c'est à dire lors de la comparaison des variations de température mesurées avec un même thermocouple ou entre les mesures de deux thermocouples. Dans ce but, nous avons comparé les réponses de tous les thermocouples pour une même température avec la configuration du voltmètre utilisée pendant les essais.

Remarquons que cette démarche n'est pas, à proprement parler, un étalonnage dans la mesure où nous n'avons pas cherché à connaître la vraie valeur, qui nécessite un appareillage spécifique, mais uniquement les écarts entre les thermocouples.

Nous avons donc mesuré la réponse des thermocouples soumis à des températures constantes, glace fondante et température d'ébullition de l'eau à pression atmosphérique. Les réponses des 7 thermocouples sont données dans le tableau II-2-1.

Thermocouple	Eau bouillante		Glace fondante	
	T (°C)	σ (°C)	T (°C)	σ (°C)
1	97,69	0,09	0,07	0,02
2	97,66	0,07	0,07	0,04
3	97,48	0,07	0,18	0,09
4	97,68	0,04	0,08	0,05
5	97,47	0,06	0,17	0,04
6	97,51	0,03	0,08	0,09
7	97,61	0,04	0,09	0,05

Tableau II-2-1 Comparaison des mesures avec les différents thermocouples.

Compte tenu des conditions de ces comparaisons, un simple becher agité, ce test montre une précision relativement bonne sur les températures. Il apparaît que les variations mesurées sont nettement moins importantes que celles calculées en faisant la somme de toutes les erreurs : la plus grande différence mesurée entre deux thermocouples reste inférieure à 0,2 °C ; quant à l'écart-type, calculé sur la base de 100 points de mesure, il est inférieur à 0,1°C.

II-2-2-b Mesure du débit

La méthode retenue pour mesurer le débit n'est pas directe ; ceci peut être, par conséquent, source d'erreurs qu'il est donc important d'estimer.

De plus, la pression différentielle n'évolue pas linéairement avec le temps. Ce phénomène sera présenté et expliqué ultérieurement ; mais nous présenterons ici les méthodes mises en œuvre pour exploiter les mesures.

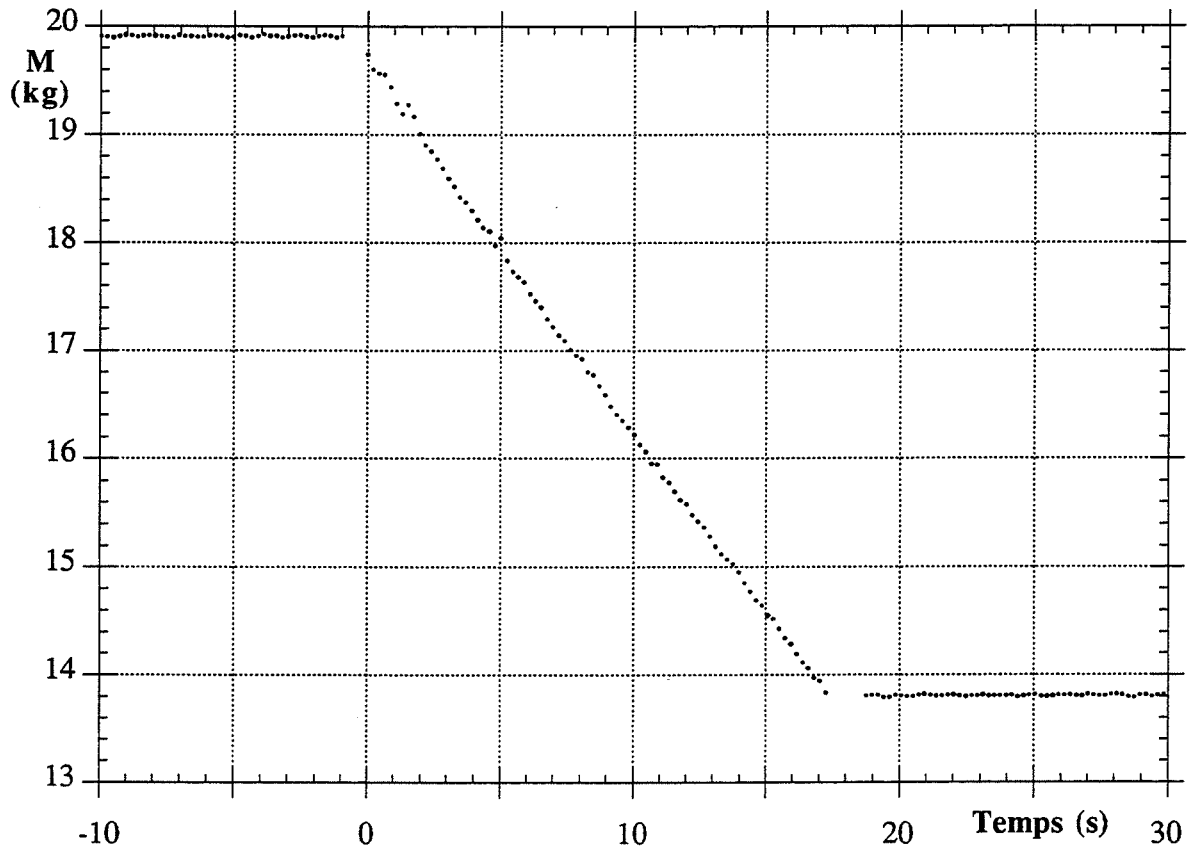
Influence des bulles au sein du liquide.

L'utilisation de la pression différentielle pour mesurer le niveau de fluide à l'intérieur du réservoir nécessite de connaître la masse volumique de ce fluide.

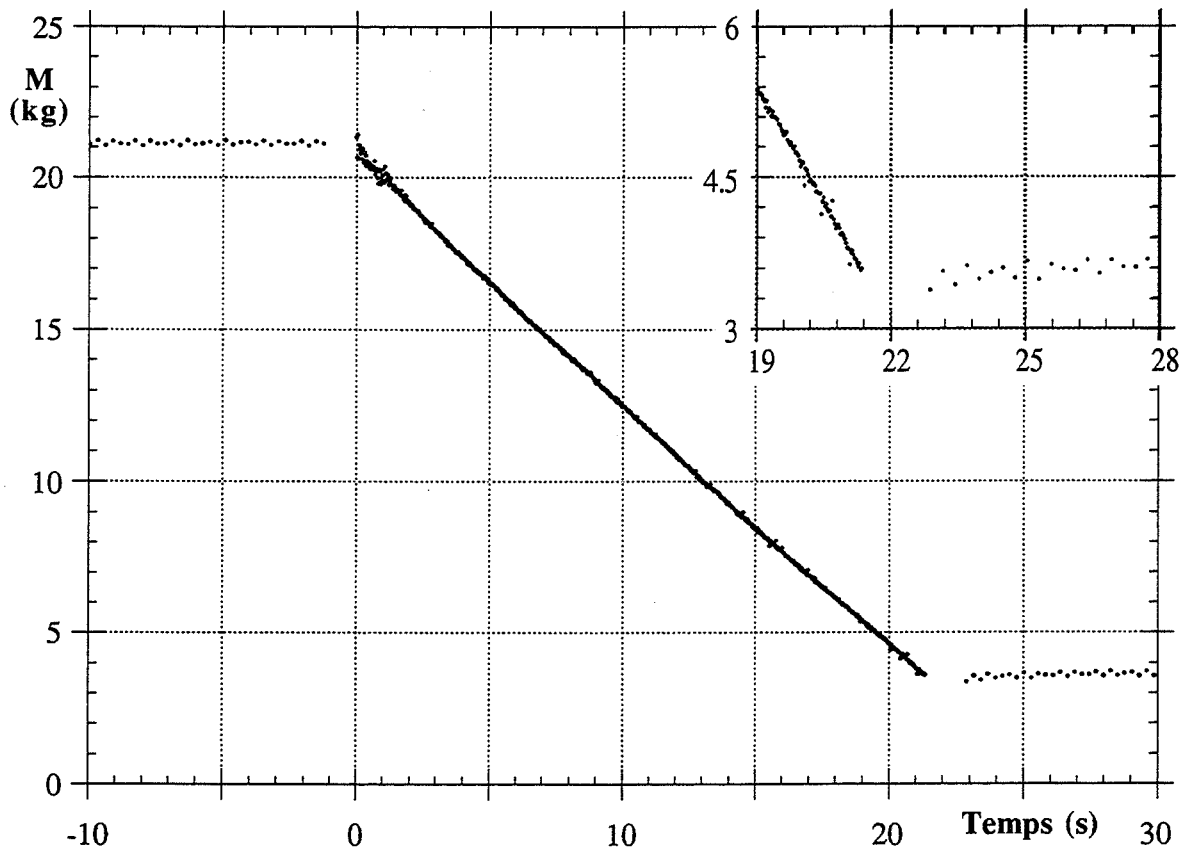
Nous supposons que cette masse volumique est celle du liquide et la hauteur mesurée est la hauteur de liquide. Cette hypothèse revient à considérer que la présence des bulles peut être négligée dans la mesure où une phase gazeuse augmente le volume de fluide, et donc sa hauteur, mais diminue la masse volumique :

$$\rho_L H_L = \rho H$$

où ρ et H sont la masse volumique et la hauteur du mélange liquide et vapeur.



a : EAU - $D = 12$ mm - $L = 0,345$ - $P = 2,25 \cdot 10^5$ Pa - Taux de remplissage 75%.



b : EAU - $D = 16$ mm - $L = 0,215$ m - $P = 3,2 \cdot 10^5$ Pa.

Figure II-2-1 : Mesure de la pression différentielle : masse dans le réservoir en fonction du temps.

Cette hypothèse ne peut, théoriquement, être vérifiée que si gaz et liquide sont répartis uniformément dans le réservoir et si la vitesse d'ascension des bulles n'a pas d'influence.

La mesure de la pression différentielle après la fermeture de la vanne peut être une indication de l'influence des bulles.

Si la présence des bulles fausse la mesure du niveau, on doit mesurer une variation de la pression différentielle dès lors que cette influence n'existe plus, c'est à dire quelques instants après la fermeture de la vanne, quand il n'y a plus de vapeur au sein du liquide. Or les mesures réalisées ne montrent pas une telle variation si le volume final est important (figure II-2-1a) et les variations restent relativement réduites avec un volume final très faible (figure II-2-1-b).

Ceci ne nous permet pas d'affirmer que les bulles n'ont pas d'influence sur le niveau ; mais on peut supposer que cette influence reste faible. Nous utiliserons donc la masse volumique du liquide pour calculer la masse dans le réservoir et sa variation, le débit.

L'observation des niveaux avant et après les essais nous permet de transformer les mesures (en volt) en hauteurs de liquide dans le réservoir. Il suffit alors de connaître la surface du réservoir A_{res} et la masse volumique du liquide à la température considérée pour calculer la masse M dans le réservoir :

$$M = S_{ensi} P_d$$

$$S_{ensi} = \frac{H_{ava} - H_{apr}}{P_{d\,ava} - P_{d\,apr}} A_{res} \rho_L(T_L)$$

avec \bar{T} moyenne de f sur n mesures = $\frac{\sum f}{n}$

ava (ou apr) : mesures avant (ou après) l'expérience

H hauteurs de liquide

P_d mesure de la pression différentielle (en volt)

T_L température liquide mesurée pendant l'expérience

$\rho(T)$ masse volumique à saturation à la température T .

Nous avons choisi la température moyenne du liquide pendant l'expérience alors que nous aurions pu calculer la masse volumique du liquide avant et après l'essai. Nous verrons par la suite que les variations de température du liquide sont telles que cette approximation se justifie facilement.

Nous transformons ainsi directement la tension mesurée aux bornes du capteur de pression différentielle en masse contenue dans le réservoir, grandeur retenue pour la suite du travail.

Comment calculer le débit ?

Notre objectif est la détermination du débit à partir de la mesure de la pression différentielle, qui n'évolue pas linéairement avec le temps. Deux approches peuvent être envisagées pour exploiter cette mesure :

- chercher l'équation permettant la meilleure représentation des points expérimentaux,
- diviser le domaine étudié en intervalles plus petits, pour lesquels la mesure est considérée linéaire et le débit calculé par la droite des moindres carrés.

Si nous retenons la première démarche, nous faisons implicitement l'hypothèse que l'évolution du débit en fonction du temps ne présente pas de discontinuités. Afin de ne pas faire une telle supposition, nous avons donc retenu la deuxième méthode. Se pose alors le problème de la durée des intervalles de temps : choisir un temps suffisamment petit pour pouvoir considérer que la pression différentielle évolue linéairement – les erreurs entre les points mesurés et la droite de régression doivent se répartir uniformément autour de zéro – ; avoir un intervalle suffisamment grand pour avoir un nombre de points expérimentaux permettant un calcul précis du débit.

En d'autres termes, il est possible de calculer un seul débit avec tous les points expérimentaux mais il ne correspond pas à la réalité. A l'autre extrême, si la pente est calculée avec peu de points, l'incertitude sur le débit sera importante.

Pour trouver un compromis entre ces deux situations, nous avons déterminé "une" précision du débit —définition d'un écart-type qui permet de calculer un domaine avec une probabilité fixée (seuil de confiance) de trouver la vraie valeur du débit dans cet intervalle. Cette démarche est différente d'un calcul d'erreur ou d'incertitude qui définit le domaine où l'on affirme qu'on va trouver la vraie valeur du débit.

Une expérience a été réalisée en ne mesurant que la pression différentielle afin de mener une étude statistique sur un plus grand nombre de points. L'analyse de cet essai est présentée en Annexe III. Elle montre qu'en calculant le débit sur des intervalles de temps de 7 secondes, on diminue considérablement les écarts entre les points expérimentaux et la droite de régression mais surtout on améliore la répartition de ces écarts. De plus, retenons que cette démarche permet de calculer un intervalle de confiance pour le débit, en se fixant un seuil de probabilité.

Pour la suite de ce travail, nous considérons que, pour des intervalles de temps inférieurs ou égaux à 7 secondes, la variation de masse dans le réservoir peut être approximée par une droite. L'intervalle de confiance au seuil 0,05 est utilisé pour estimer une précision du débit, que nous exprimerons en pourcentage.

Il est important de noter que cette démarche a pour but de déterminer le nombre de points, ou intervalle de temps, optimal pour calculer le débit. La précision ainsi estimée ne prétend pas prendre en compte l'ensemble des erreurs, notamment celles inhérentes au montage retenu.

II-2-3 REPRODUCTIBILITÉ DES ESSAIS

Afin que cette présentation des sources d'erreur et d'incertitude soit complète, il est important de vérifier la reproductibilité de nos expériences. Pour cela, nous avons réalisé 5 essais dans les mêmes conditions :

fluide : eau

géométrie : diamètre $D = 16$ mm, longueur $L = 0,195$ m

conditions initiales : température dans le réservoir 130°C , soit pression de $3,2 \cdot 10^5$ Pa.

taux de remplissage : 80%

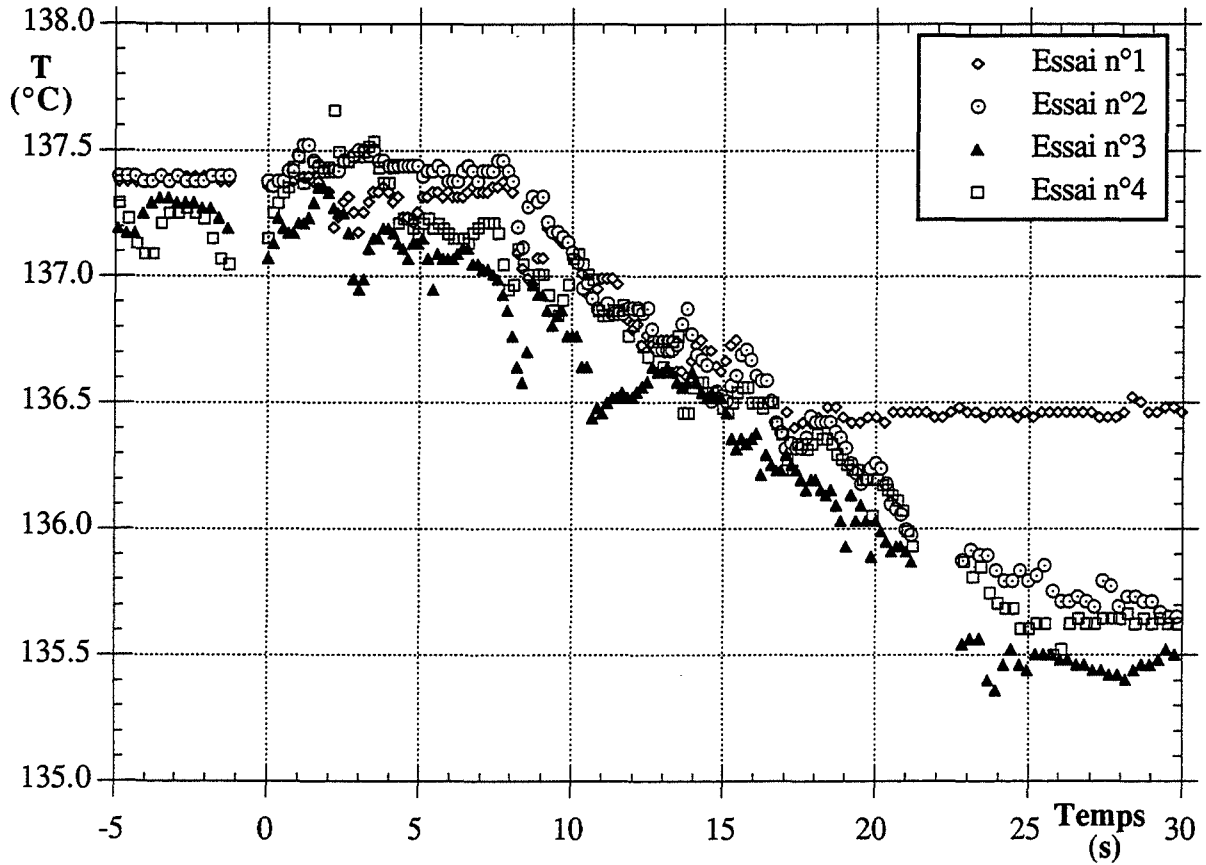
durée de l'expérience : 21 secondes, sauf essai n°1:15 secondes

Précisons aussi que ces essais n'ont pas tous été réalisés à la même date. Pour l'analyse de la reproductibilité des débits ; l'expérience réalisée pour l'étude statistique où seule la pression différentielle a été mesurée est utilisée.

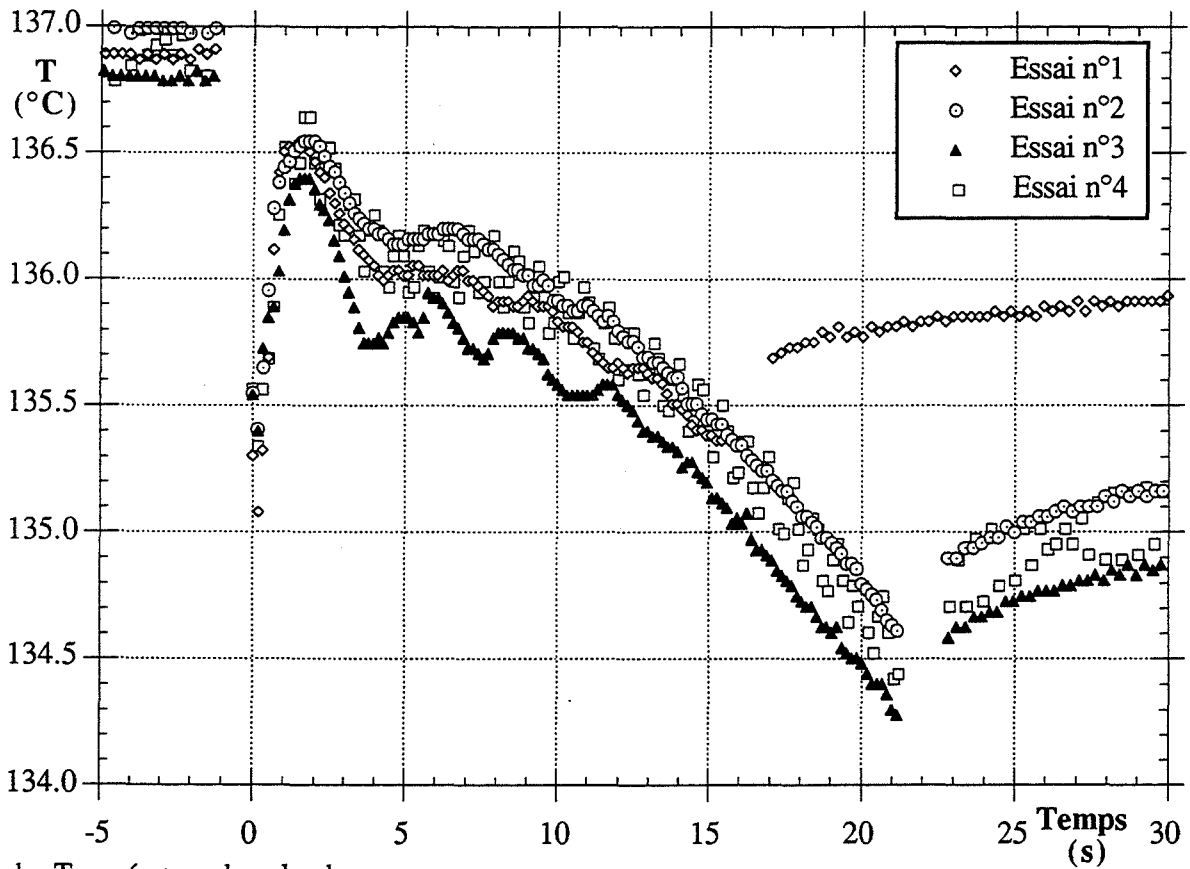
II-2-3-a Reproductibilité des mesures de température dans le réservoir.

Les températures mesurées dans le réservoir sont représentées en fonction du temps sur les figures II-2-2 a et b. Les temps négatifs sont relatifs aux conditions initiales, avant l'ouverture de la vanne au temps $t = 0$. Les enregistrements effectués après la fermeture de la vanne sont aussi tracés sur ces figures, ce qui explique les différences entre l'essai n°1, durée de vidange 15 secondes, et les autres, durée de l'essai 21 secondes.

Les deux figures montrent une bonne reproductibilité des mesures. La température de l'eau reste, dans tous les cas, stable pendant environ 8 secondes puis chute avec la même pente. De même les mesures dans la phase vapeur sont quasiment identiques. Les écarts entre les différents essais s'expliquent par des conditions initiales légèrement différentes.



a : Température du liquide.



b : Température dans la phase vapeur.

Figures II-2-2 : Reproductibilité des mesures de températures effectuées dans le réservoir.

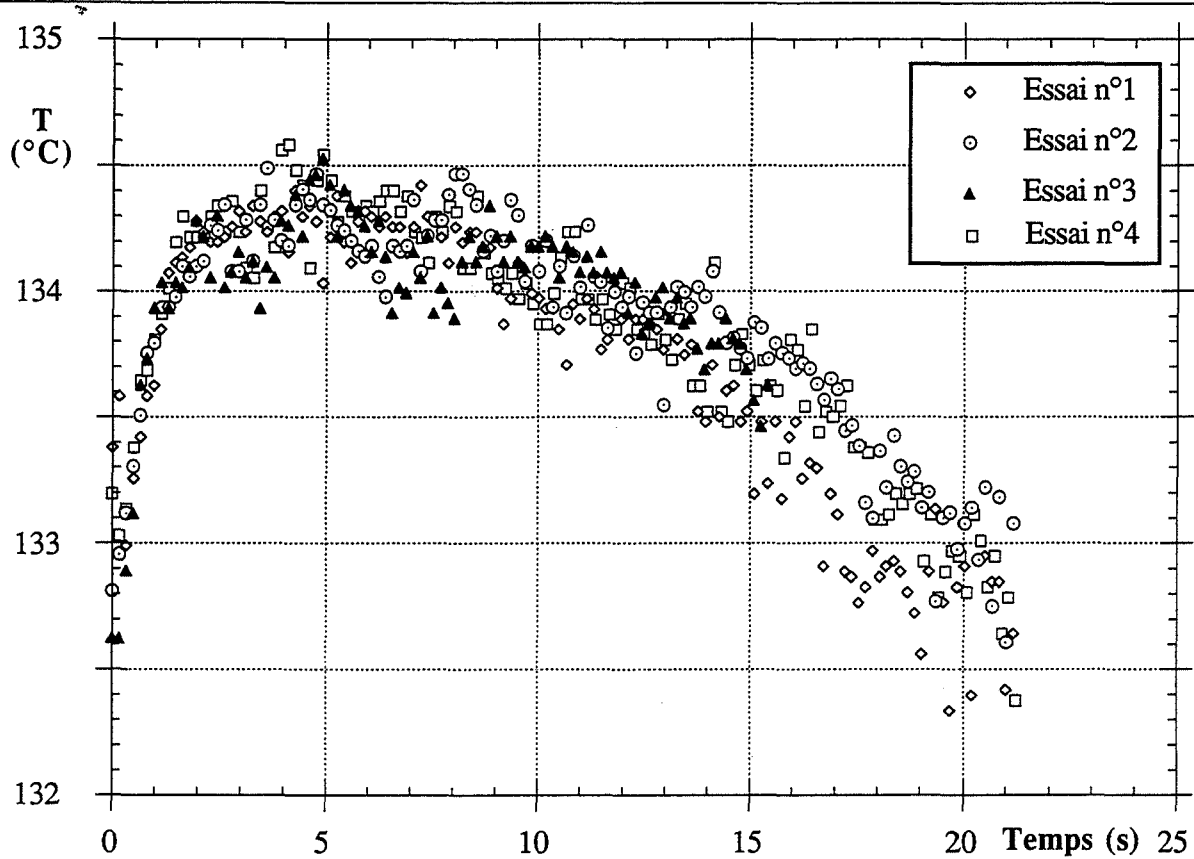


Figure II-2-3 : Reproductibilité des mesures de température effectuées au début de la conduite.

D = 16 mm - L = 0,195 m

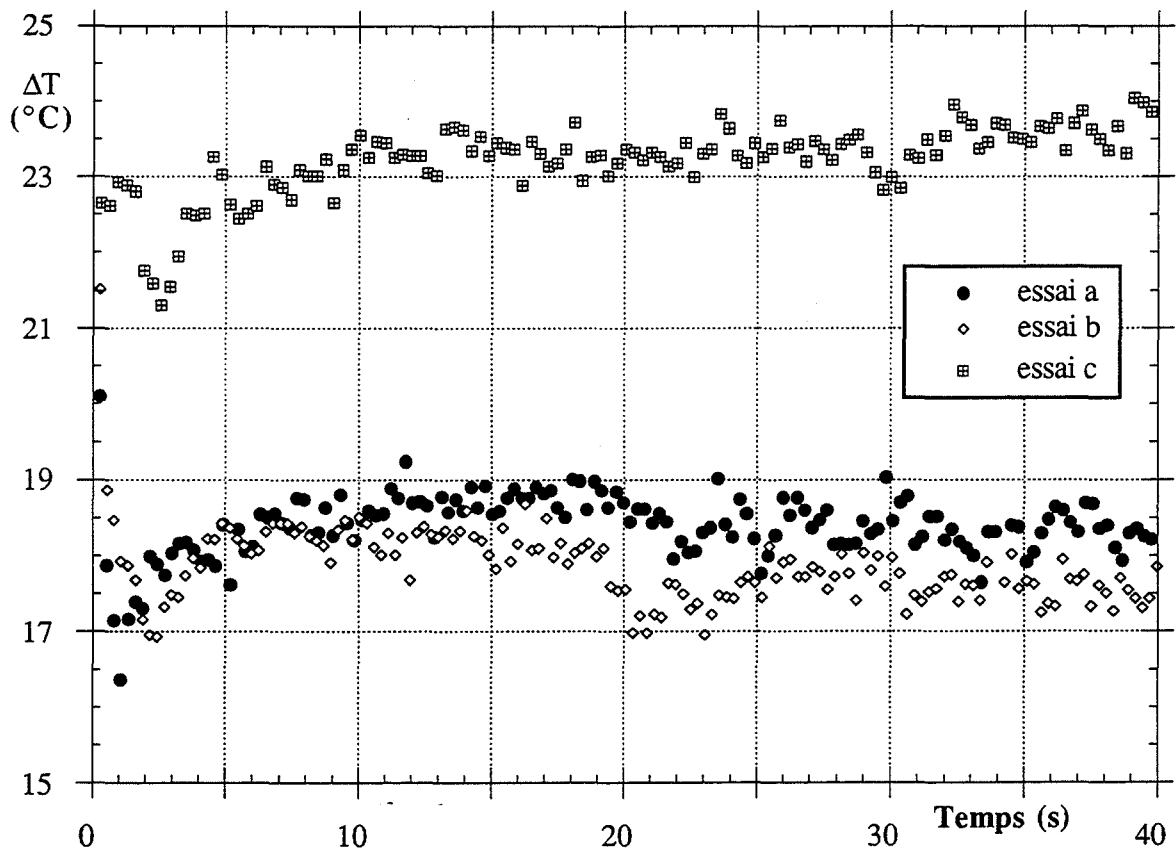


Figure II-2-4 : Reproductibilité des mesures : Différence entre les températures mesurées dans le liquide et à la fin de la conduite. D = 8 mm - L = 0,595m.

II-2-3-b Reproductibilité des mesures de température sur le tube.

L'évolution de la température mesurée au début du tube pour ces cinq essais est représentée en fonction du temps sur la figure II-2-3. On remarque à nouveau un bon accord même si les variations au cours d'une même expérience sont légèrement plus importantes.

Ce test de reproductibilité a été fait avec le diamètre $D = 16$ mm car les variations des mesures sont plus importantes. Par contre, il ne permet pas de vérifier la reproductibilité des températures mesurées à la fin de la conduite, mesures effectuées que pour le diamètre le plus petit.

Pour cela nous avons retenu différentes expériences réalisées avec le diamètre $D = 8$ mm et $L = 0,595$ m pour une température initiale voisine de 141°C , à $\pm 1^{\circ}\text{C}$. Cette différence de conditions initiales fait que nous proposons de comparer la différence entre la température mesurée dans le liquide et celle de la fin de la conduite. Cette grandeur est tracée en fonction du temps, pour 4 essais sur la figure II-2-4. Deux cas peuvent être distingués :

- pour des essais consécutifs, sans modifier la position du thermocouple (essais notés a et b) les mesures présentent une relativement bonne reproductibilité surtout en début d'expérience, les écarts deviennent plus importants par la suite, environ 1°C .

- par contre, la comparaison de cette même grandeur montre de nettes différences si la position du thermocouple a été légèrement modifiée. Ainsi pour l'essai noté c sur cette figure, le thermocouple a été retiré et replacé sur la conduite, cette manipulation peut entraîner un léger déplacement —de quelques millimètres— du thermocouple. Nous constatons alors un écart d'environ 5°C . Une grande variation de température avant la section de sortie peut expliquer cette différence.

II-2-3-c Reproductibilité des débits

Les débits ont été calculés sur des intervalles de temps de 5 secondes, ils sont reportés dans le tableau II-2-1. L'estimation de la précision est calculée au seuil de confiance 0,05 et exprimée en pourcentage du débit.

	G (kg/m ² s) n°1	G (kg/m ² s) n°2	G (kg/m ² s) n°3	G (kg/m ² s) n°4	G (kg/m ² s) n°5
0 à 5 s	4300 ±3%	4595 ±3%	4675±4,5%	4550 ±6%	4445 ±2%
5 à 10 s	4060 ±3%	4150 ±5%	4060 ±5%	4105 ±6%	4055 ±1%
10 à15 s	3930±2,5%	3995 ±4%	4040±4,5%	4090 ±3%	4050 ±1%
15 à 20 s		3725 ±5%	3590 ±5%	3730 ±3%	3795 ±2%

Tableau II-2-1 : Reproductibilité des débits, D = 16 mm - L = 0,215 m - P = 3,2 10⁵ Pa.

Les débits calculés pour les 5 premières secondes présentent la plus grande dispersion. Ces variations sont voisines de 10%, soit du même ordre de grandeur que l'estimation de la précision du débit.

Ce tableau permet aussi de constater que l'évolution du débit qui sera discutée dans le chapitre IV-2 est reproductible : dans tous les cas, les débits mesurés à la fin de la vidange sont plus faibles.

II-3 CONCLUSIONS : ESSAIS RÉALISÉS

L'ordre chronologique des expériences présente un certain intérêt dans la mesure où les premiers résultats sont utilisés par la suite.

La définition de la procédure expérimentale a bien évidemment nécessité de nombreux essais préliminaires afin de connaître les possibilités de notre montage. Cette première étape a permis de mettre en évidence une influence du taux de remplissage, niveau initial de liquide dans le réservoir. Par la suite, nous avons réalisé les expériences avec une même hauteur initiale de liquide.

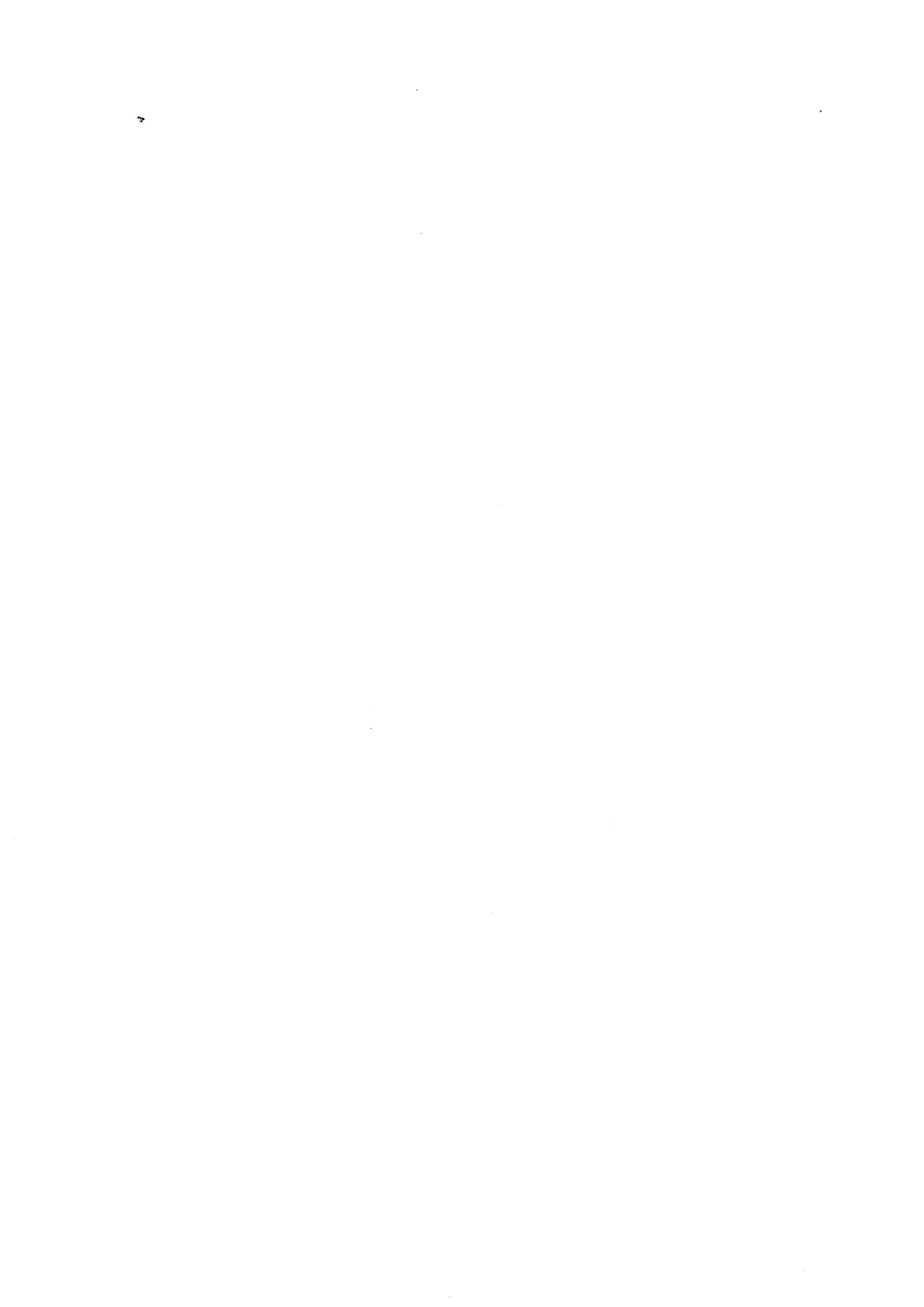
Nous avons ensuite étudié l'influence de la géométrie avec deux diamètres et plusieurs longueurs de conduite. Tous ces essais ont été effectués avec de l'eau. Les résultats de cette étape ont permis de définir la géométrie optimale pour comparer l'influence de la nature des fluides.

Enfin, nous avons réalisé des expériences avec le CFC11 et le CFC113 pour la conduite de longueur $D = 8 \text{ mm}$ et $L = 0,595 \text{ m}$.

Dans tous les cas, plusieurs pressions ont été utilisées : généralement cinq expériences pour une même série (même géométrie et même fluide) avec des pressions initiales comprises entre $1,7$ et $4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.

L'ensemble des expériences utilisées dans ce travail est détaillé en Annexe IV.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX



Nous venons de présenter l'ensemble des essais réalisés pour cette étude. Nous savons que les résultats sont utilisés au fur et à mesure pour définir la suite du travail, ceci concerne aussi bien le taux de remplissage initial que le choix de la géométrie pour comparer l'eau et les CFC.

Cette démarche chronologique pourrait être suivie pour présenter nos expériences. Nous préférons mettre en avant la comparaison des fluides qui représente le point important de ce travail. C'est pourquoi nous présentons dans ce chapitre tous les résultats expérimentaux obtenus. Nous pourrons ainsi faire apparaître les similitudes ou les différences de comportement en fonction, d'une part, de la géométrie utilisée (uniquement pour des essais avec de l'eau) et d'autre part en fonction de la nature du fluide.

Dans une première partie, nous analyserons les mesures effectuées dans le réservoir. Nous nous intéresserons ensuite aux résultats obtenus sur la conduite. Enfin, dans une troisième partie, nous présenterons les enregistrements permettant de calculer les débits. Dans tous les cas, nous essayerons de décrire l'influence des différents paramètres testés sur l'évolution des mesures.

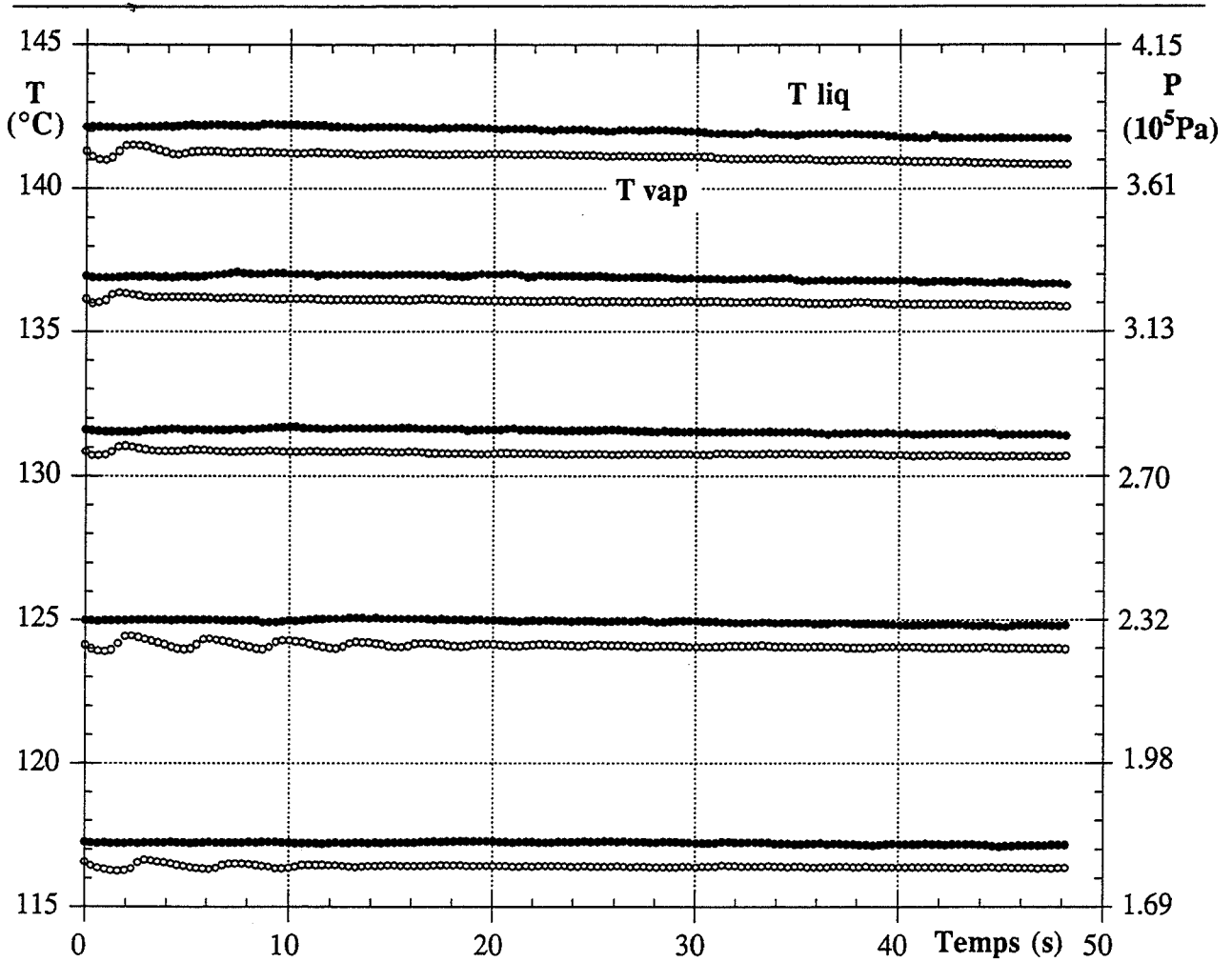


Figure III-1-1 : Températures mesurées dans le réservoir pour l'ensemble des essais réalisés.
EAU - $D = 8 \text{ mm}$ - $L = 0,595 \text{ m}$.

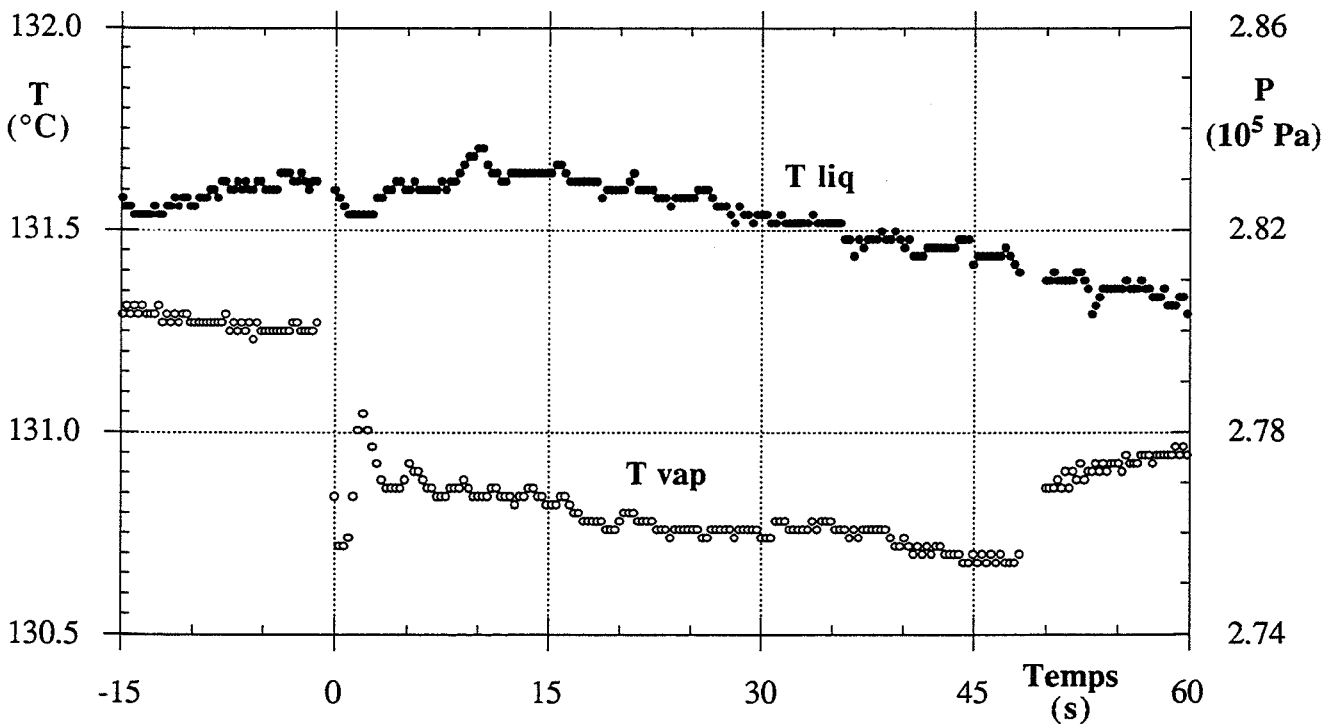


Figure III-1-2 : Températures mesurées dans le réservoir. EAU - $D = 8 \text{ mm}$ - $L = 0,595 \text{ m}$.

III-1 MESURES EFFECTUÉES DANS LE RÉSERVOIR.

Une expérience n'est réalisée que si l'équilibre thermodynamique est atteint. Cela signifie que, avant l'ouverture de la vanne, la pression dans le réservoir est la pression de vapeur saturante : $P_{\text{abs}} = P_V(T_{\text{vap}})$. De même, les températures de la phase vapeur et du liquide sont pratiquement identiques (moins de $0,8^\circ\text{C}$ d'écart). L'ouverture de la vanne perturbe cet état d'équilibre et entraîne, bien évidemment, des évolutions de température et de pression.

Les mesures effectuées avec l'eau pour la géométrie $D = 8 \text{ mm}$ et $L = 0,595 \text{ m}$, série choisie comme référence, sont présentées sur la figure III-1-1. Seules les températures sont tracées car la pression peut être calculée à partir de la mesure de la température dans la phase vapeur (ce point sera développé plus loin). Aussi, les pressions de vapeur saturante sont indiquées sur l'échelle de droite.

Ce premier graphe montre que les conditions en amont varient peu au cours de la vidange. L'ensemble des résultats, présentés en Annexe IV, permet de vérifier que cela reste vrai pour tous les essais. Effectivement, même pour les variations les plus importantes —obtenues avec le diamètre $D = 16 \text{ mm}$ et $L = 0,135 \text{ m}$ avec de l'eau ou pour les essais avec les CFC— la chute de pression en cours d'expérience ne dépasse pas 10% de la pression initiale ; remarquons aussi que, durant ces expériences, la variation de masse dans le réservoir est plus importante.

La figure III-1-2 grossit les évolutions des températures pour une pression intermédiaire, ($2,8 \cdot 10^5 \text{ Pa}$) et toujours la même géométrie, et fait apparaître les mesures avant et après la vidange.

Nous constatons ici que la température mesurée dans le liquide ne varie pas en début d'expérience, puis diminue lentement au cours de la vidange. Au contraire, la température mesurée dans la phase vapeur chute brusquement à l'ouverture de la vanne ; deux périodes peuvent ensuite être distinguées : un premier régime caractérisé par des oscillations de la température, le second par une diminution régulière, semblable aux variations mesurées dans le liquide. Qualitativement, cette description reste valable pour l'ensemble des essais.

Effectivement, ces évolutions, certes limitées, existent pour toutes les expériences. Elles doivent être analysées en fonction des paramètres testés : pression, taux de remplissage, diamètre et longueur de la conduite et, enfin, comparaison entre eau et CFC.

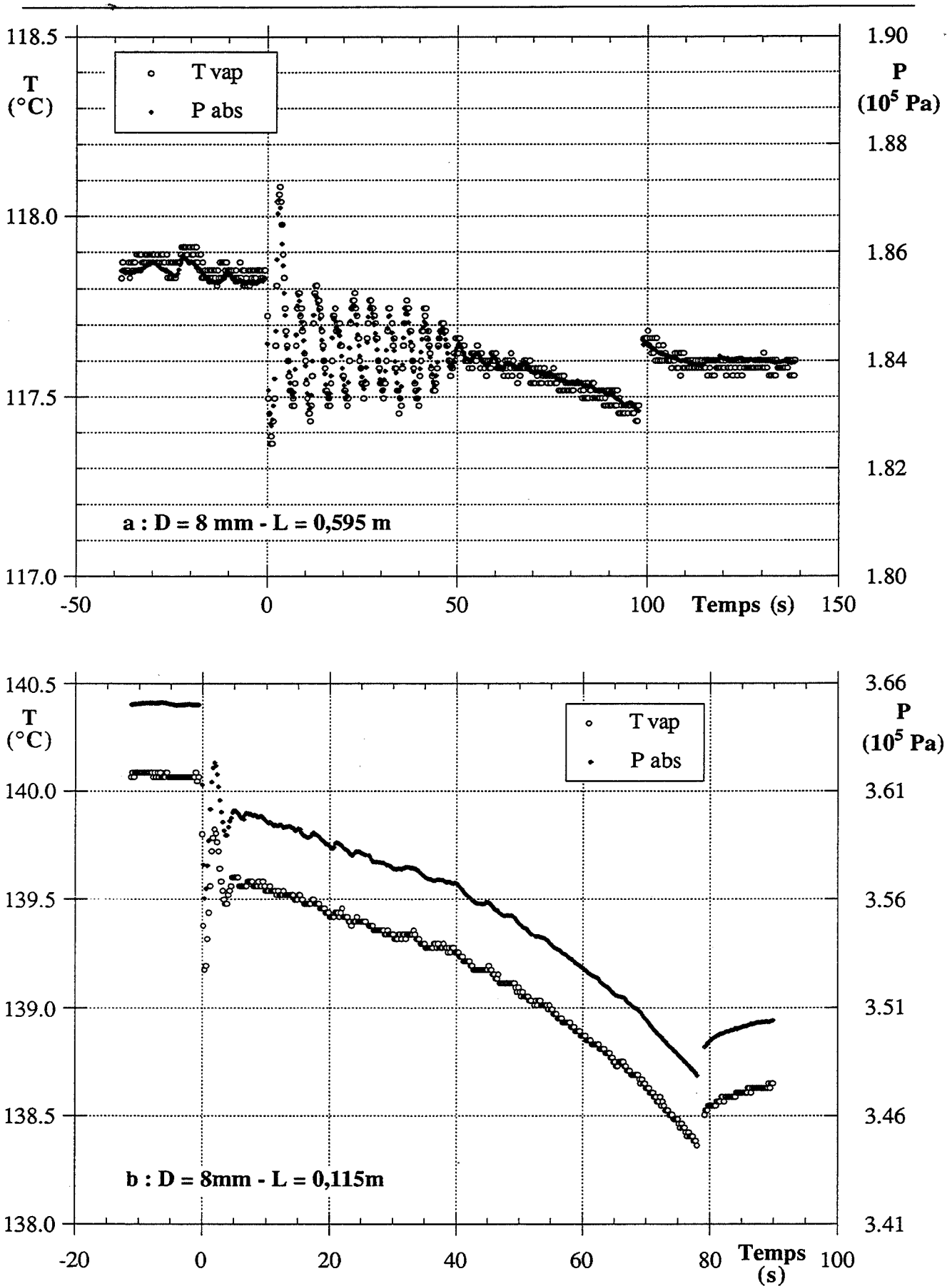


Figure III-1-3 Comparaison de la pression et de la température mesurée dans la phase vapeur, pour des essais réalisés avec de l'eau, et différentes évolutions.

Cependant, nous allons tout d'abord nous intéresser à l'état thermodynamique dans le réservoir. Ce paragraphe permettra de montrer que les diminutions régulières de température sont identiques pour la phase vapeur et pour le liquide. Aussi, par la suite, nous présenterons les oscillations, qui sont propres à la phase vapeur puis l'évolution régulière des mesures, dans le deuxième régime, en fonction des paramètres déjà cités.

III-1-1 ETAT THERMODYNAMIQUE DANS LE RÉSERVOIR

III-1-1-a Etat thermodynamique dans la phase vapeur

Nous devons ici distinguer deux parties : effectivement, la pression et la température enregistrée dans la phase vapeur ne présentent pas les mêmes caractéristiques pour les essais réalisés avec l'eau ou avec les CFC.

Expériences réalisées avec l'eau

Quelles que soient les conditions expérimentales (différents taux de remplissage et différentes géométries), les premiers essais avec de l'eau ont montré que la température mesurée dans la phase vapeur reste toujours égale à la température d'équilibre de la pression mesurée ($P = P_v(T_{vap})$).

Nous avons représenté sur les figures III-1-3-a et b les enregistrements de température et de pression pour deux types d'évolutions différentes ; les pressions portées sur l'axe de droite sont les pressions de vapeur saturante des températures de gauche. Ces figures montrent que la température de la vapeur et la pression mesurées sont superposables. L'écart d'environ $0,03 \cdot 10^5$ Pa (qui existe avant le début de l'expérience et reste constant) sur la figure III-1-3-b peut s'expliquer par la précision du capteur de pression qui a été évaluée à $\pm 0,03 \cdot 10^5$ Pa.

Nous avons donc par la suite décidé de ne mesurer qu'un seul de ces paramètres pendant les essais avec de l'eau ; ceci afin d'accélérer la mesure des autres grandeurs. Toujours pour la même raison, c'est la température de la phase vapeur qui a été mesurée plutôt que la pression (celle-ci nécessite un changement de la gamme de mesure du voltmètre).

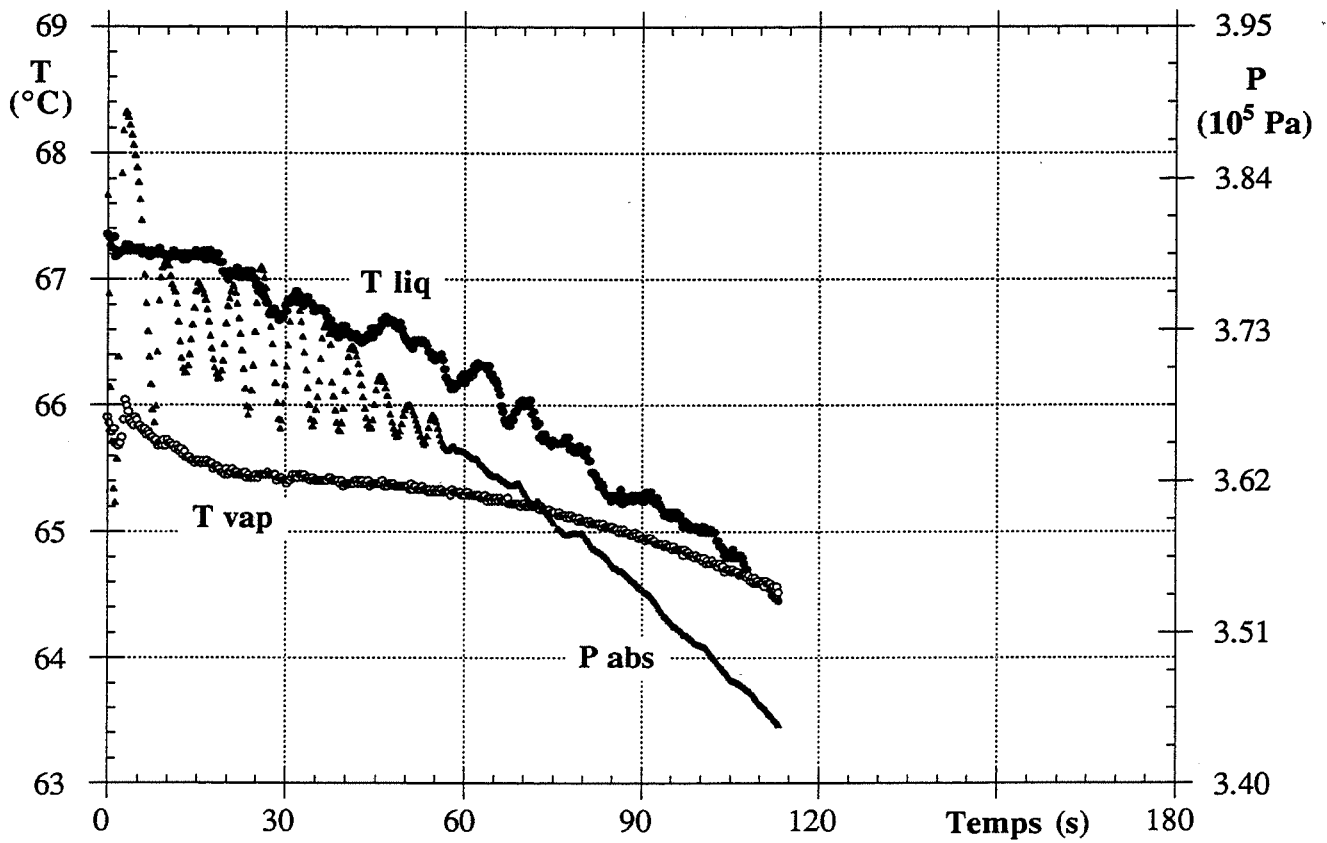


Figure III-1-4 : Mesures effectuées dans le réservoir pour une forte pression
CFC11 - D = 8 mm - L = 0,595 m.

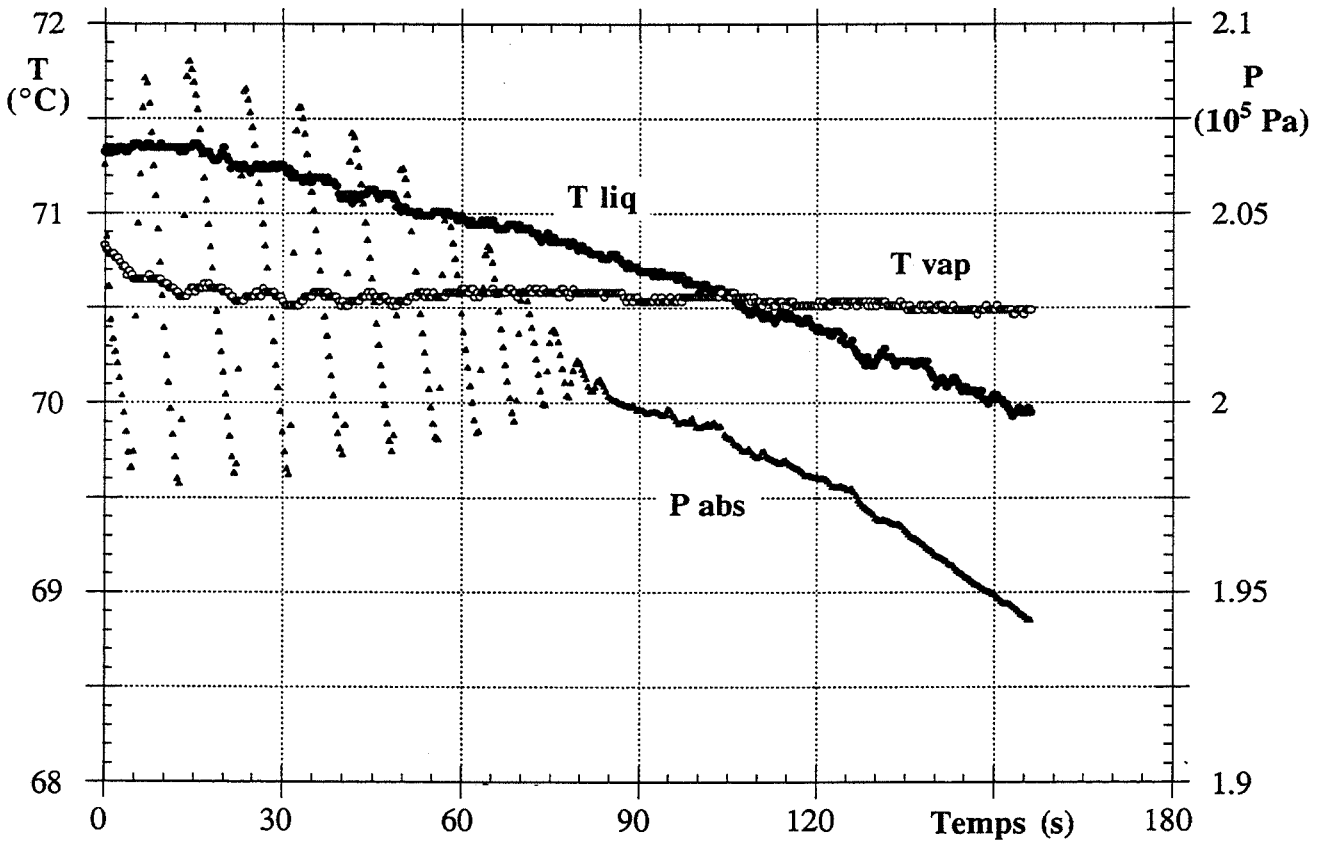


Figure III-1-5 : Mesures effectuées dans le réservoir pour une faible pression
CFC113 - D = 8 mm - L = 0,595 m.

Expériences réalisées avec les CFC

Contrairement aux expériences effectuées avec de l'eau, la température et la pression ne se comportent pas de manière identique. Avant l'ouverture de la vanne, l'équilibre est atteint mais les évolutions en cours de vidange sont différentes.

Les figures III-1-4 et III-1-5 présentent l'ensemble des mesures réalisées dans le réservoir, avec le CFC11 pour une forte pression initiale et avec le CFC113 pour une faible pression initiale. Nous constatons que la pression présente les mêmes variations que celles observées avec l'eau, oscillations amorties suivies d'une diminution régulière. Celle-ci semblant identique aux évolutions enregistrées dans la phase liquide. Par contre, la température de la phase gazeuse varie plus faiblement que les autres grandeurs, si bien que la vapeur, dans le haut du réservoir, est légèrement surchauffée en fin de vidange.

L'ensemble des résultats donnés en annexe confirme ces constatations ; à une exception près, puisque pour un essai à faible pression avec le CFC113, la température de la phase vapeur oscille de la même manière que la pression durant la plus grande partie de la vidange. Nous avons, par la suite, refait cette expérience, avec les mêmes conditions initiales, sans parvenir à retrouver ce même comportement.

Nous devons donc retenir, pour toute la suite de ce travail, que pour les expériences avec de l'eau seule la température de la phase gazeuse est mesurée ; mais nous pouvons connaître la pression en calculant la pression de vapeur saturante de cette température. Dans ce cas l'équilibre thermodynamique est toujours réalisé dans la phase vapeur.

Par contre, pression et température doivent être différenciées pour les essais avec les CFC : la pression présente les mêmes caractéristiques que celles décrites pour l'eau, par contre la température mesurée au sommet du réservoir évolue de manière beaucoup plus limitée.

III-1-1-b Etat thermodynamique du liquide

Avant l'ouverture de la vanne, la température du liquide est légèrement plus élevée que celle de la vapeur (de 0,2°C à environ 1°C). Plusieurs raisons peuvent être à l'origine de cette différence. D'une part des problèmes technologiques peuvent expliquer cet écart : la comparaison des thermocouples a mis en évidence une différence de mesure de 0,2°C mais on peut aussi envisager une légère différence de température de l'huile dans la double paroi.

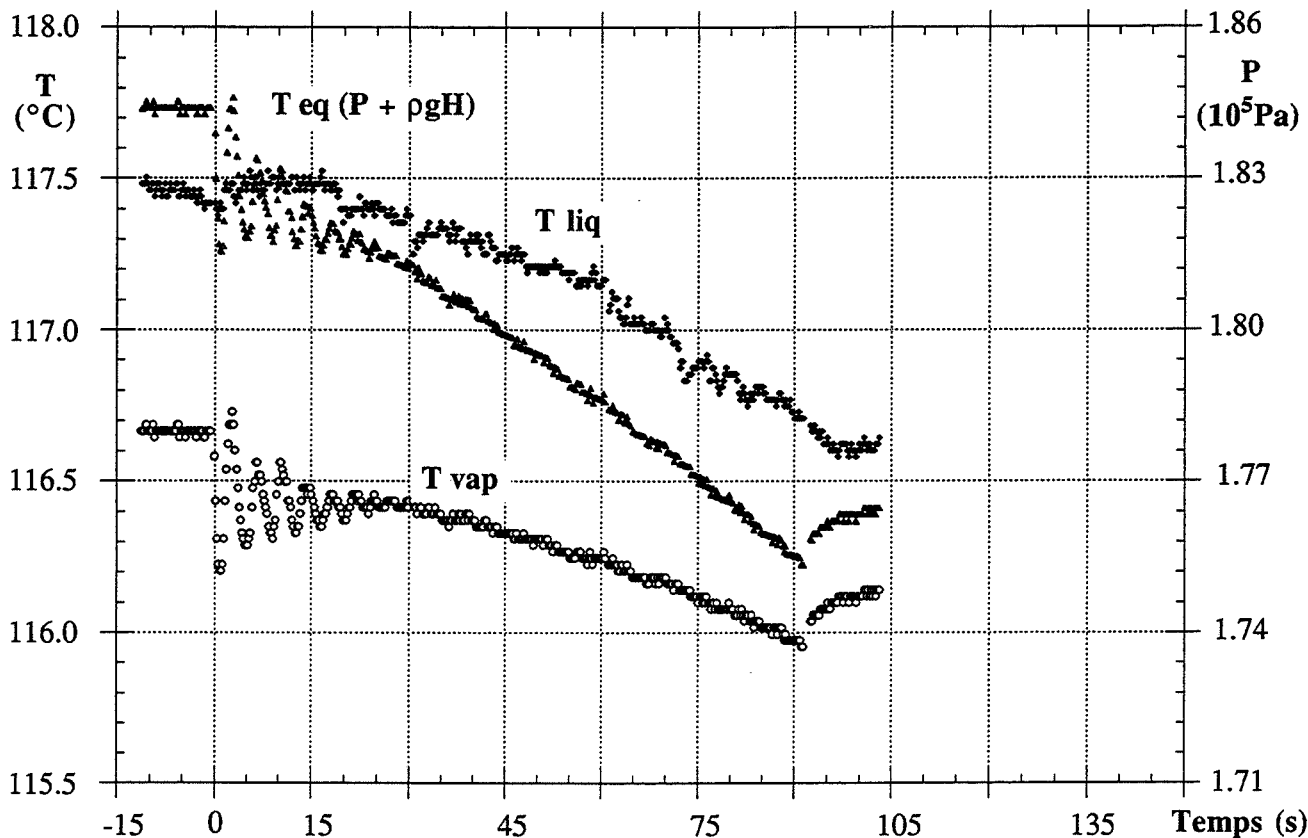


Figure III-1-6 : Comparaison des mesures effectuées dans la phase vapeur et dans le liquide
EAU - D = 8 mm - L = 0,115 m

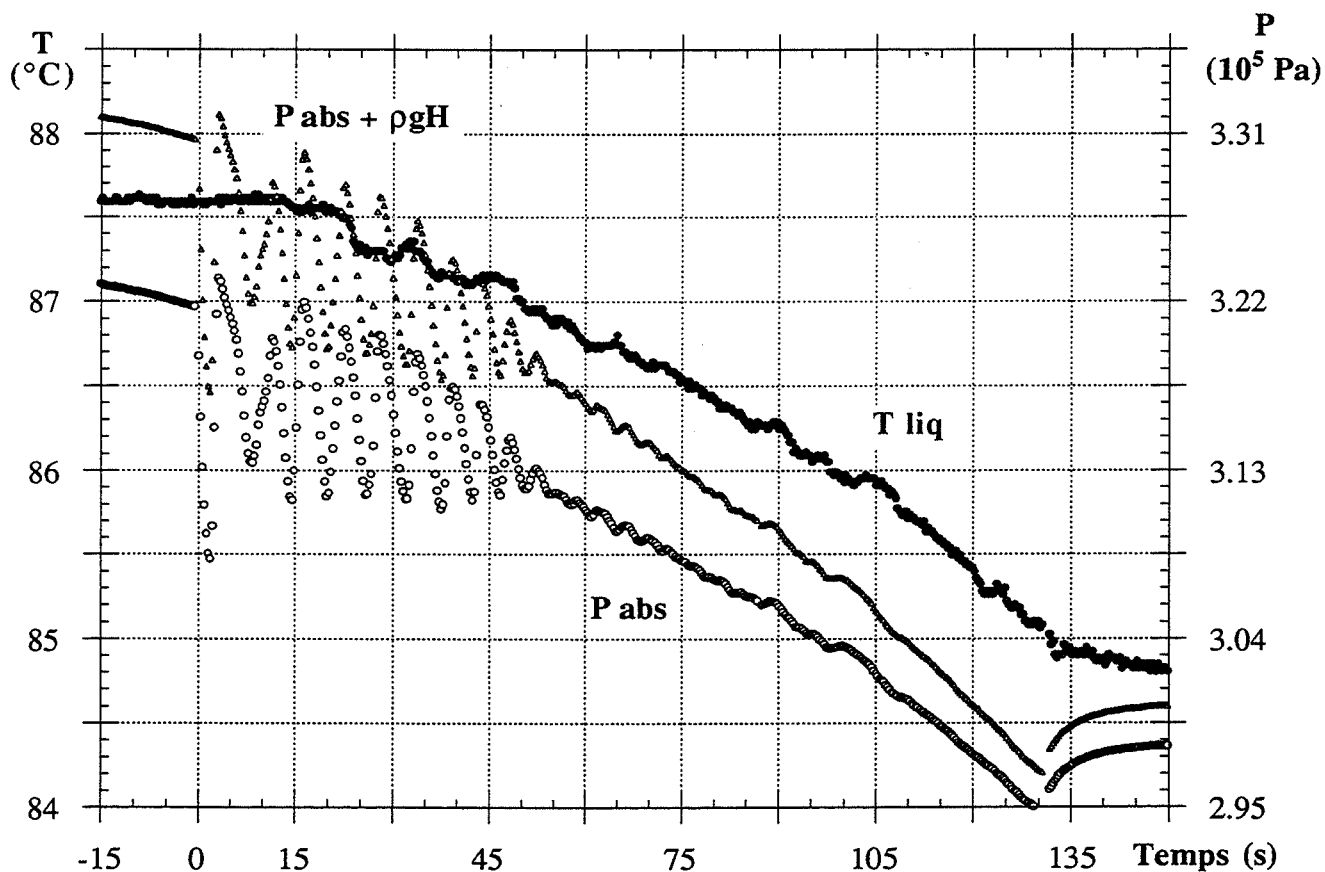


Figure III-1-7 : Comparaison des mesures effectuées dans la phase vapeur et dans le liquide
CFC113 - D = 8 mm - L = 0,595 m

Pour déterminer l'état thermodynamique du liquide, nous devons considérer un gradient de pression dû à la hauteur de fluide dans le réservoir et comparer la pression au fond du réservoir avec la température mesurée dans le liquide. La pression hydrostatique est certes maximale pour les essais avec les CFC (la masse volumique liquide des deux CFC est environ une fois et demi celle de l'eau) à faible pression. Cependant nous préférons étudier une expérience réalisée avec de l'eau qui présente l'avantage de permettre la comparaison entre deux températures, plutôt qu'entre une température et une pression.

Effectivement, nous nous heurtons ici assez rapidement aux limites des capteurs. Si la résolution et la sensibilité des thermocouples ne posent pas de problème, il est plus difficile d'affirmer que les valeurs absolues sont très précises : nous ne pouvons garantir que $\pm 1,8^\circ\text{C}$ pour la température absolue, même si la comparaison des thermocouples montre des écarts inférieurs à $0,2^\circ\text{C}$. Quant à la précision du capteur de pression absolue, elle a été évaluée à $\pm 0,03 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Or il est nécessaire, pour les essais avec les CFC, de comparer la pression mesurée dans la phase vapeur et la température du liquide.

Nous proposons donc d'étudier plus particulièrement les différences mesurées avec de l'eau pour une pression initiale de $1,75 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, avec la géométrie $D = 8 \text{ mm}$ et $L = 0,115 \text{ m}$. Effectivement, à faible pression les variations de la température d'équilibre sont plus importantes que pour les fortes pressions. De plus, la masse résiduelle de liquide est faible pour cet essai, soit une plus grande variation de pression hydrostatique.

Pour cette expérience, la hauteur initiale du liquide dans le réservoir est de $0,66 \text{ m}$, soit une pression hydrostatique de $\rho_L g H = 0,061 \cdot 10^5 \text{ Pa}$; il reste après fermeture de la vanne une hauteur de liquide de $0,17 \text{ m}$, $\rho_L g H = 0,016 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ (la différence entre le thermocouple et le fond du réservoir, 2 cm , a été négligée). Nous retrouvons ces différentes grandeurs sur la figure III-1-6 où ont été tracées les températures mesurées dans le liquide et dans la vapeur, ainsi que la température d'équilibre de la pression au fond du réservoir.

Nous constatons qu'il existe initialement un écart de $0,8^\circ\text{C}$ entre la mesure dans la phase gazeuse et celle effectuée dans le liquide. A l'ouverture de la vanne, la température de la vapeur (T_{vap}) chute brusquement d'environ $0,2^\circ\text{C}$. Après la fin de l'expérience (qui dure 92 secondes), elle augmente de $0,2^\circ\text{C}$.

Cette chute de la température de la phase vapeur existe pour tous les essais et a même été mesurée lors de vidange avec la circulation destinée à homogénéiser les températures. Un certain déséquilibre, nécessaire à la vaporisation se crée à l'ouverture de la vanne, il se résorbe après la fin de l'expérience.

La comparaison entre la température mesurée dans le liquide (T_{liq}) et la température d'équilibre de la pression au fond du réservoir ($T_{eq}(P_{vap} + \rho gh)$) est intéressante. Effectivement, dès l'ouverture de la vanne la température du liquide est supérieure à sa température d'équilibre ; le liquide est légèrement surchauffé, l'ébullition est donc possible. Après la fin de l'expérience, la différence entre ces deux grandeurs est d'environ $0,2^\circ\text{C}$; cet écart peut s'expliquer par la différence mesurée entre les thermocouples, ce serait alors une erreur systématique.

Enfin, nous constatons à nouveau que, si nous faisons abstraction des oscillations, durant la vidange les mesures effectuées dans la phase vapeur et dans le liquide évoluent de la même manière : les tracés de ces températures sont parallèles. Nous pouvons en déduire que c'est la température du liquide qui impose les évolutions mesurées dans la phase vapeur.

La figure III-1-7, où sont tracées température et pression d'équilibre pour une expérience avec le CFC113, permet de vérifier que la description qui vient d'être développée pour l'eau reste vraie pour les autres fluides : le liquide est, durant la vidange, en état de surchauffe, les variations de pression sont identiques à celles mesurées dans le fond du réservoir.

Nous décrivons donc plus précisément ces variations dans le troisième paragraphe (III-1-3), après avoir présenté les oscillations de la phase vapeur. Remarquons toutefois que nous avons choisi de tracer sur les mêmes graphes les mesures effectuées dans le haut du réservoir, et utilisées pour caractériser les oscillations, et les températures du liquide.

III-1-2 OSCILLATIONS MESURÉES DANS LE HAUT DU RÉSERVOIR

Les figures déjà présentées ont mis en évidence un phénomène d'oscillations qu'il convient de détailler et surtout de quantifier en fonction des différents paramètres.

Rappelons que nous mesurons la température dans le cas de l'eau et la pression dans le cas des CFC. Nous emploierons donc en priorité ces grandeurs-là ; mais il est aussi possible d'utiliser la pression d'équilibre qui correspond à la température de la vapeur dans le cas de l'eau.

Remarquons tout d'abord que les oscillations ne sont pas symétriques : les mesures augmentent généralement plus rapidement qu'elles ne diminuent. Un autre élément est que ces fluctuations sont amorties. Nous devons préciser les grandeurs choisies pour la comparaison. Nous avons retenu la durée totale du régime oscillatoire ainsi que l'amplitude et la durée de la première oscillation. Cela signifie aussi que les différences ne concernent que les phénomènes qui

se produisent au cours de la vidange, nous ne prenons pas en compte ici la chute de pression, ou de température, mesurée lors de l'ouverture de la vanne.

III-1-2-a Influence des différents paramètres

La fréquence des variations semble rester identique pour tous les essais réalisés avec de l'eau : la durée de la première oscillation est d'environ 3 ou 4 secondes. Nous ne reparlerons donc de ce paramètre que lors de la comparaison en fonction de la nature du fluide.

Pression initiale

L'analyse en fonction de la pression initiale peut conduire à des résultats différents selon la grandeur (température ou pression) retenue pour quantifier l'amplitude des oscillations, conséquence du fait que la pression de vapeur saturante n'est pas une fonction linéaire de la température.

Pour cette comparaison, nous avons retenu les pressions extrêmes utilisées avec la géométrie $D = 8 \text{ mm}$ et $L = 0,595 \text{ m}$ (figures III-1-8). L'écart maximum des températures mesurées est du même ordre de grandeur, mais si cette même amplitude est évaluée en variation de pression, on constate qu'elle est plus importante pour les fortes pressions. La durée totale des oscillations varie en sens inverse.

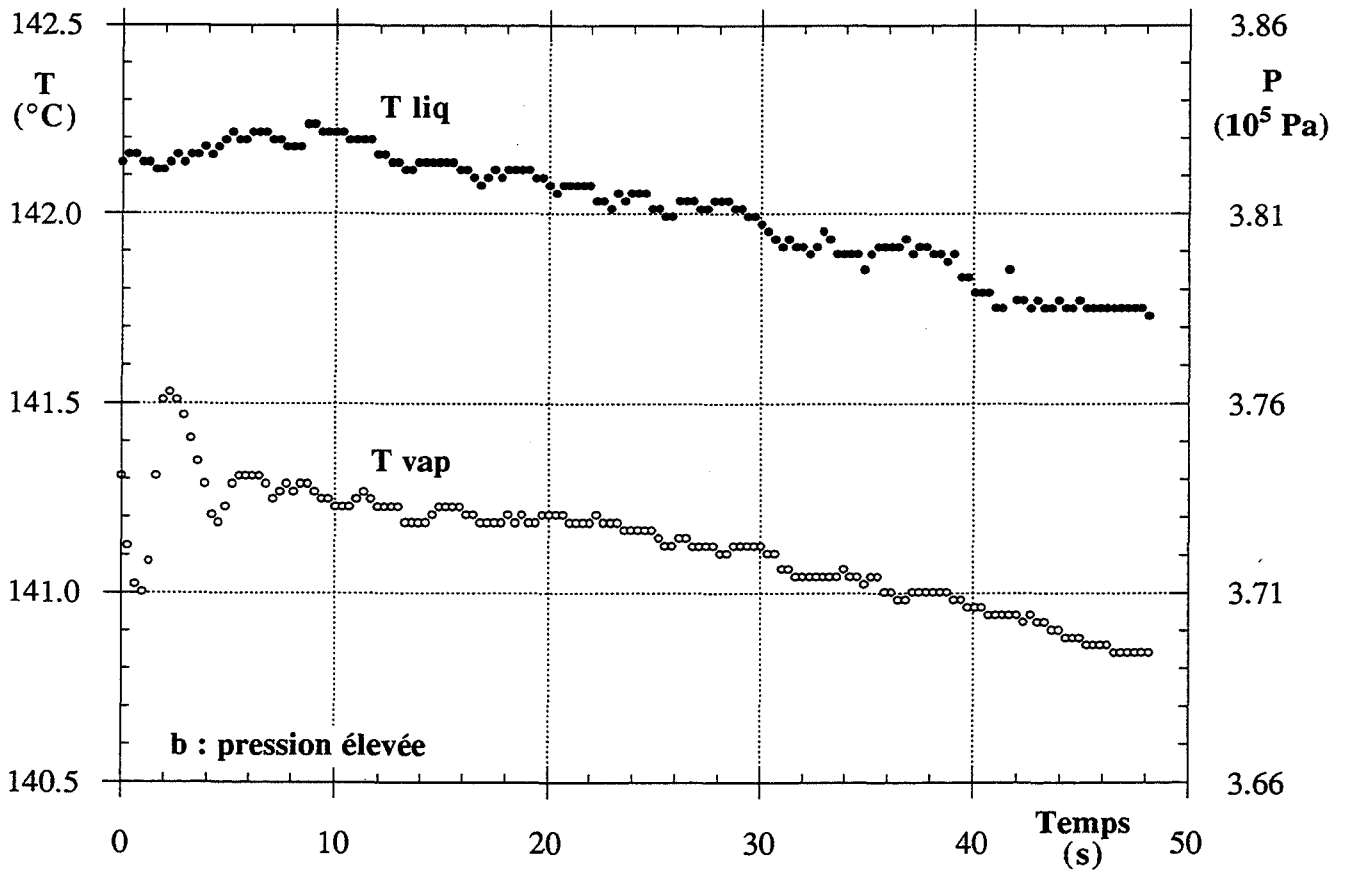
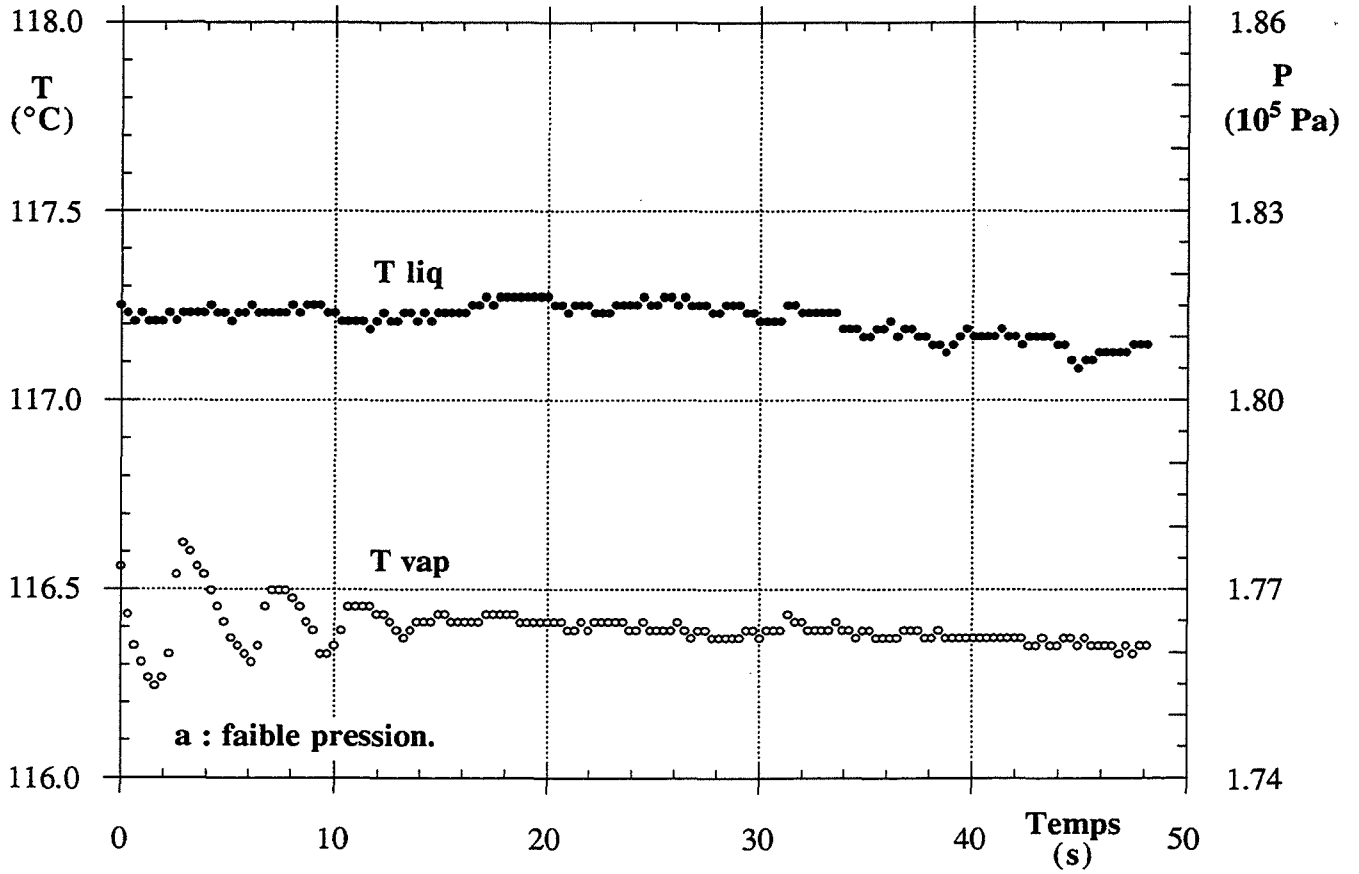
$P = 3,7 \cdot 10^5 \text{ Pa}$	amplitude de: $0,05 \cdot 10^5 \text{ Pa}$	durée totale	5 s
$P = 1,7 \cdot 10^5 \text{ Pa}$	$0,02 \cdot 10^5 \text{ Pa}$		14 s

Ces observations peuvent être vérifiées pour toutes les géométries utilisées et semblent aussi valables pour les expériences avec les deux CFC (annexe).

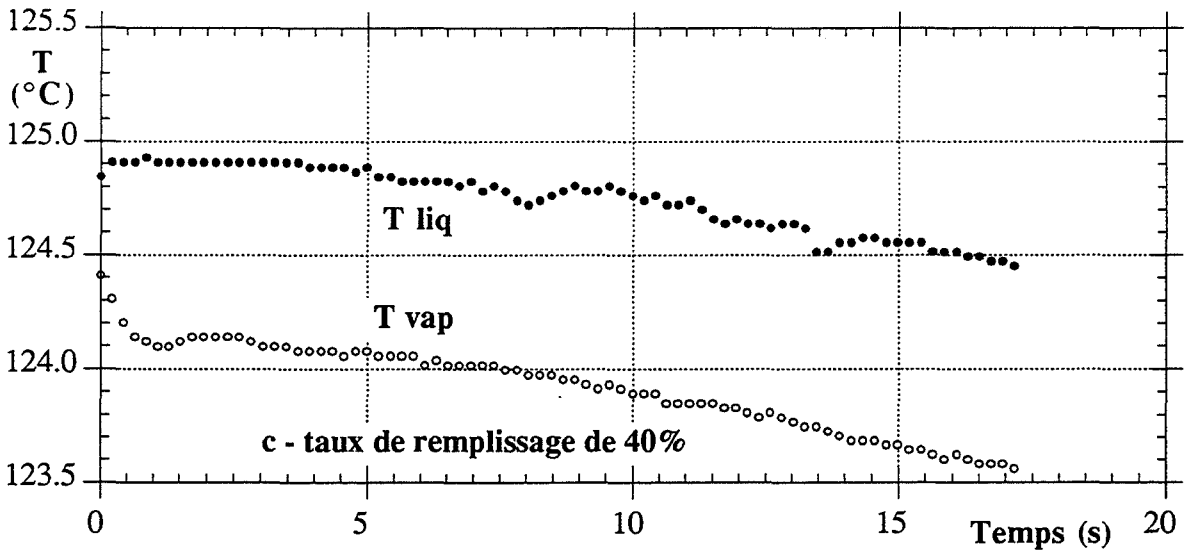
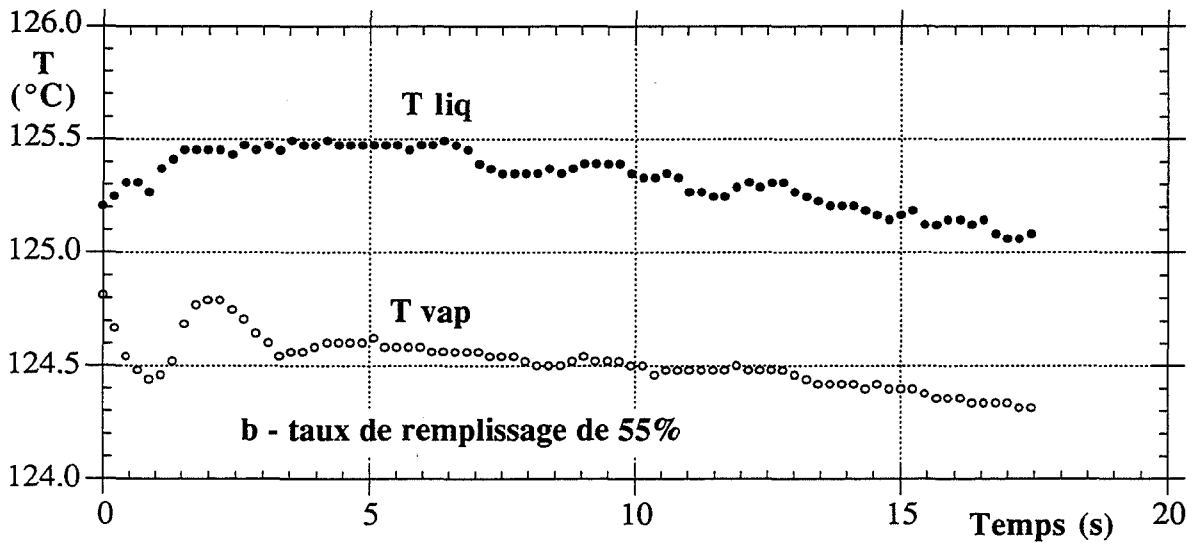
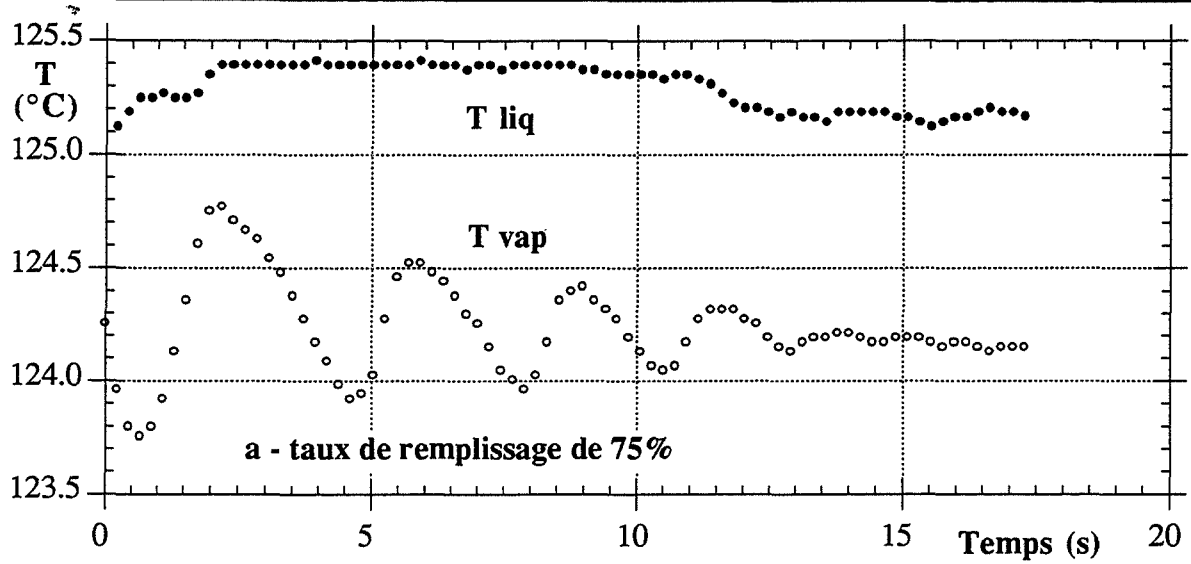
Il existe cependant une exception. Seule une expérience réalisée à faible pression (présentée sur la figure III-1-3-a) présente des oscillations plus importantes : amplitude $0,05 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ et durée de 50 secondes. L'écart maximum est alors identique à celui qui est mesuré pour les fortes pressions.

Taux de remplissage

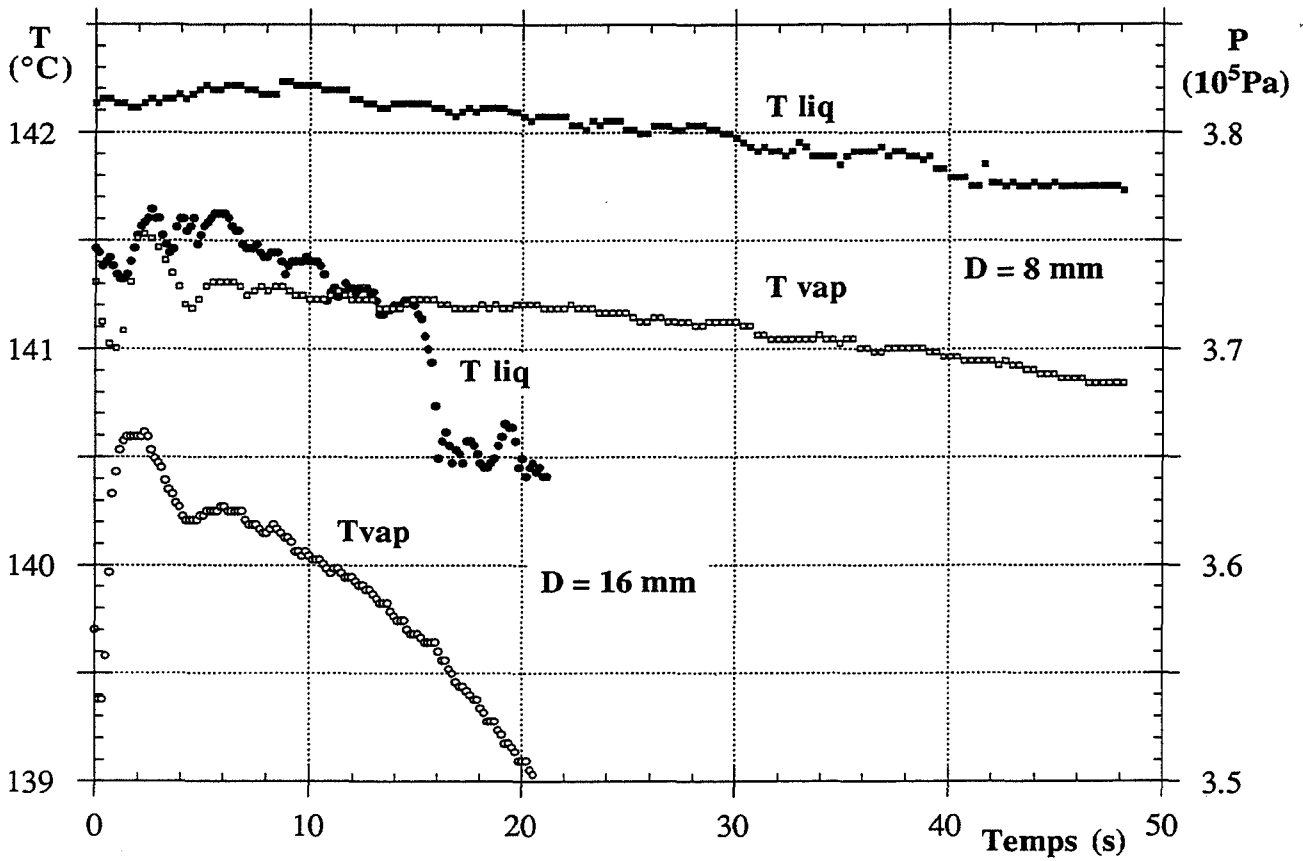
Les essais avec différents taux de remplissage mettent en évidence l'importance accrue de ces oscillations si la quantité de liquide est élevée (figures III-1-9). Ce régime est facilement observable avec la plus grande quantité initiale de liquide. Par contre, pour le plus faible taux de remplissage —40%—, la température mesurée chute à l'ouverture de la vanne mais ne présente



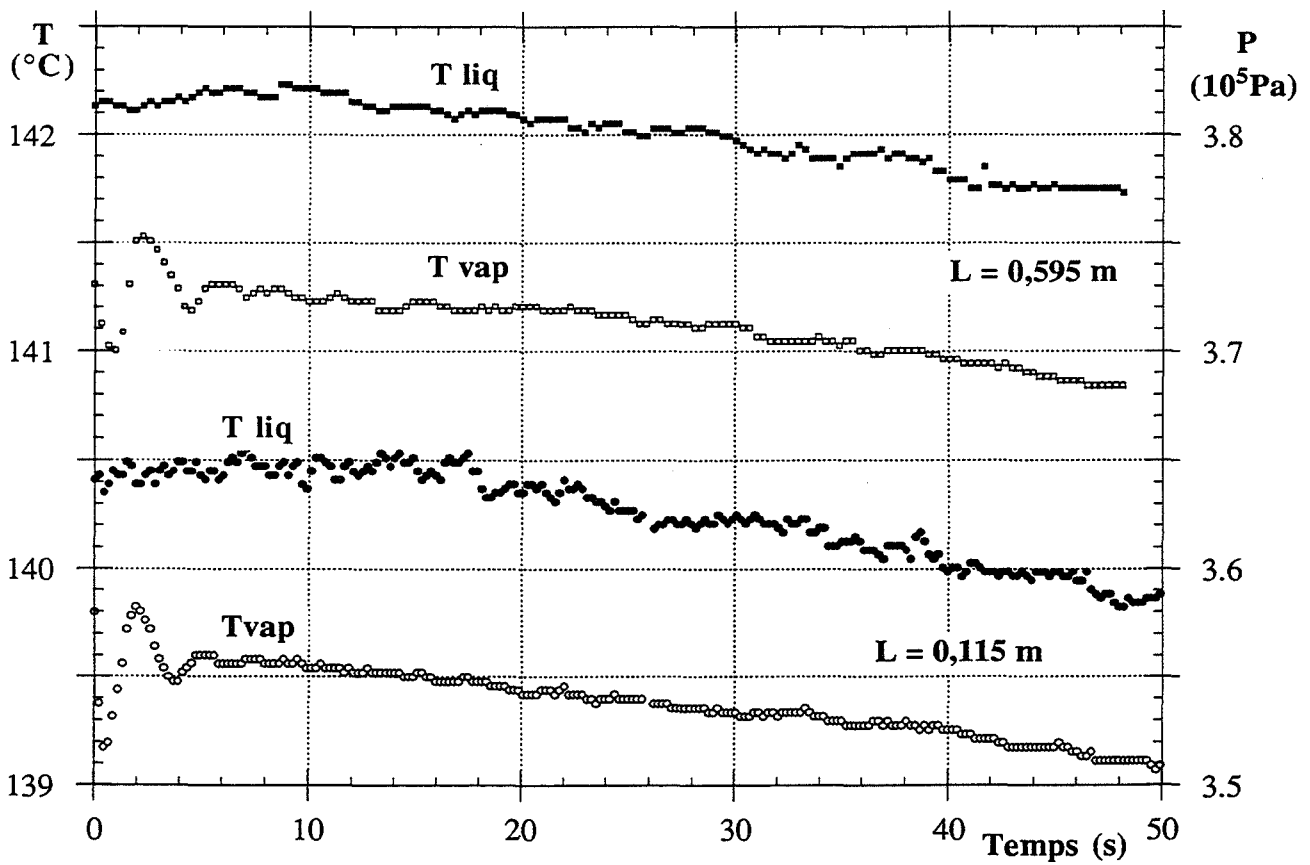
Figures III-1-8 : Mesures effectuées dans le réservoir - Influence de la pression.
EAU - D = 8 mm - L = 0,595 m.



Figures III-1-9 : Evolution des températures pour différents taux de remplissage.
EAU - D = 12 mm - L = 0,345 m.

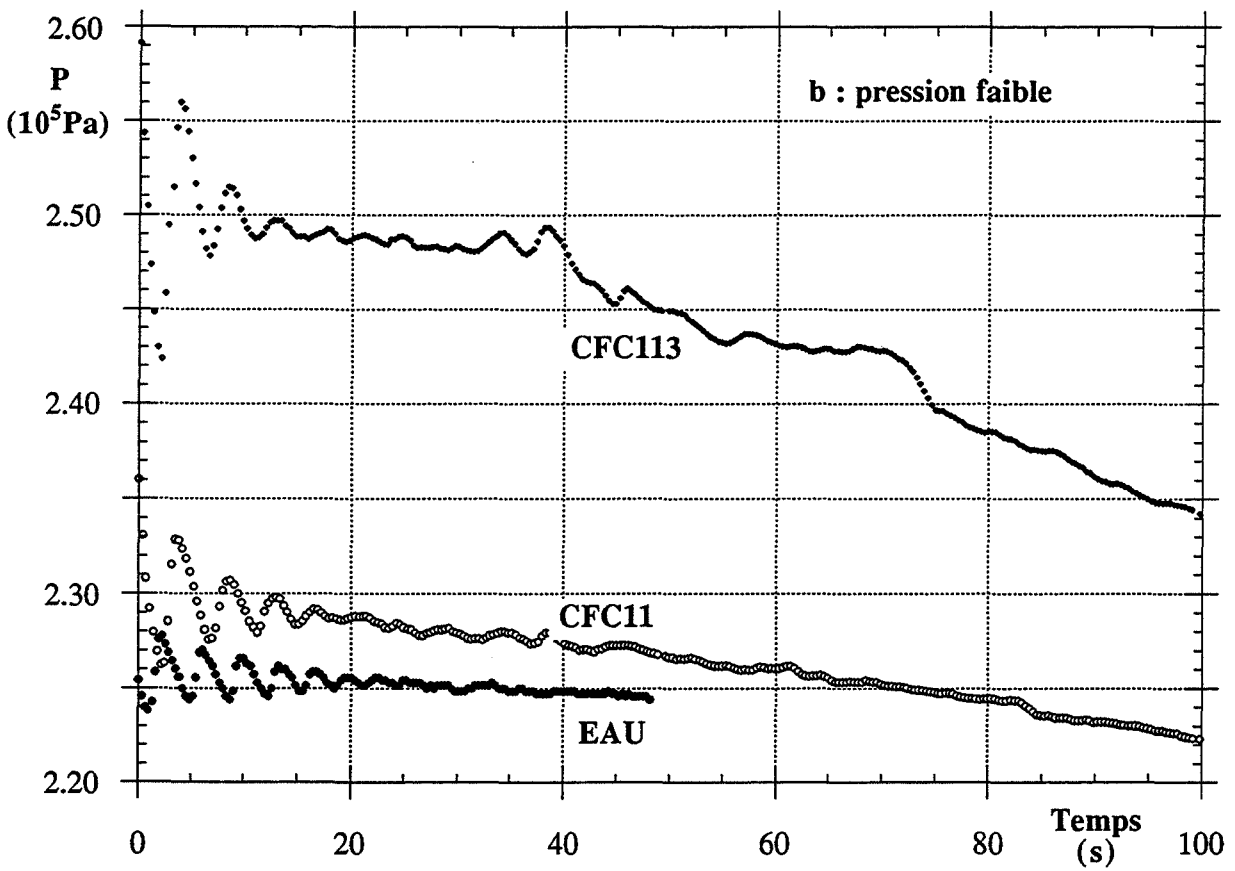
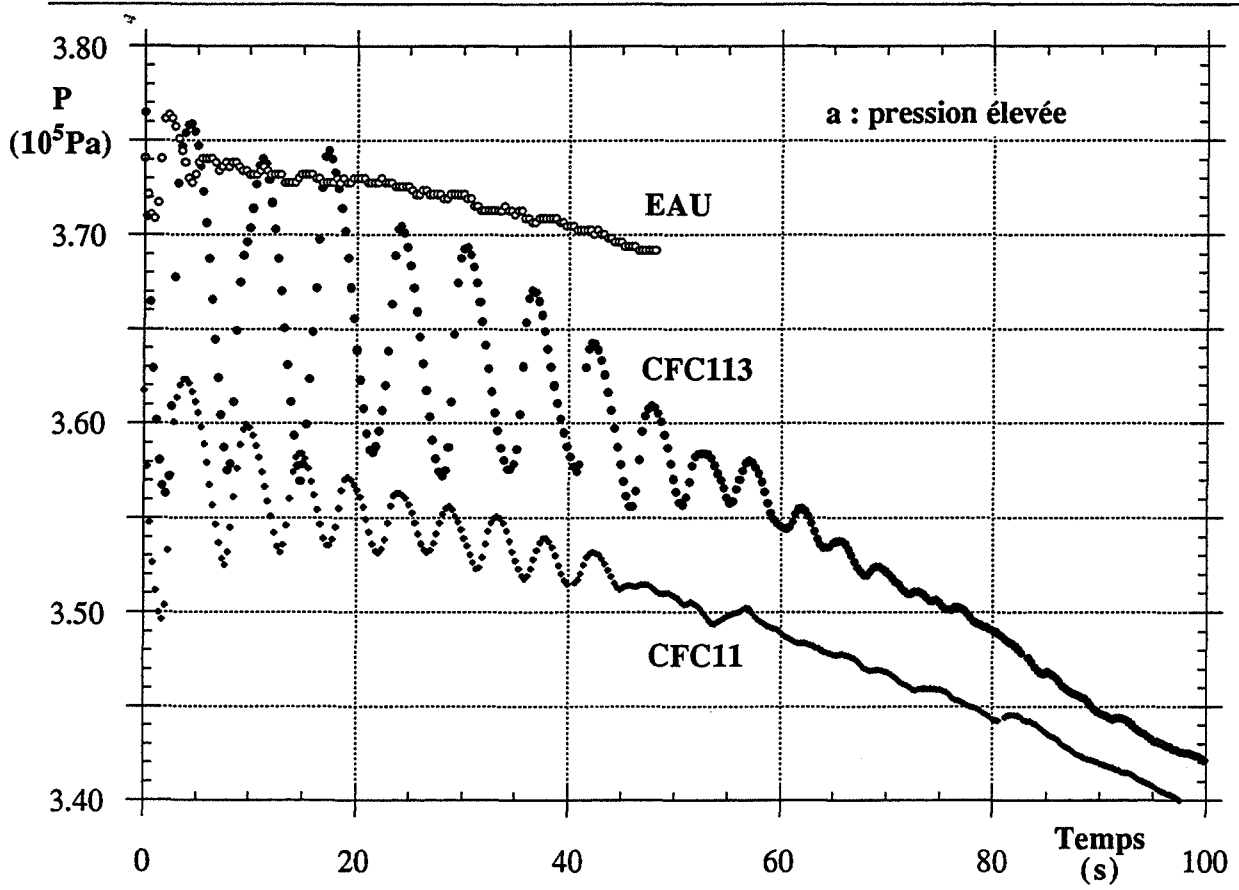


a : influence du diamètre EAU - $L \approx 0,6$ m



b : Influence de la longueur - $D = 8$ mm

Figures III-1-10 : Influences de la géométrie de la conduite.



Figures III-1-11 : Comparaison des oscillations - Influence de la nature du fluide.
 $D = 8 \text{ mm}$ - $L = 0,595 \text{ m}$

ensuite qu'une très légère remontée, à peine perceptible. Ces fluctuations, qu'il est ici difficile de qualifier d'oscillations, ne durent pas plus de 3 secondes.

Géométrie de la conduite

La figure III-1-10-a permet d'analyser l'influence du diamètre. Nous constatons des variations beaucoup plus importantes pour le grand diamètre, mais la durée totale des oscillations n'est pas modifiée.

Si seule la longueur de la conduite varie (figure III-1-10-b), le régime oscillatoire ne semble guère influencé : amplitude un peu plus importante avec la plus faible longueur.

Nature du fluide

Enfin, il est très intéressant de comparer les oscillations en fonction de la nature du fluide : elles sont nettement plus importantes dans le cas des CFC.

Pour une même conduite et pour la pression la plus élevée (figure III-1-11-b), l'amplitude de la première oscillation avec l'eau est $0,05 \cdot 10^5$ Pa, alors qu'on observe des différences d'environ $0,13 \cdot 10^5$ Pa avec le CFC11 et $0,35 \cdot 10^5$ Pa avec le CFC113. Remarquons aussi que ces amplitudes sont supérieures à toutes celles enregistrées avec l'eau, pour lesquelles le maximum est de $0,13 \cdot 10^5$ Pa, même pression et diamètre $D = 16$ mm.

Les essais réalisés avec une pression initiale voisine de $2,5 \cdot 10^5$ Pa sont assez particuliers (Annexe IV). On observe alors uniquement des fluctuations très faibles pour les deux CFC. Il est surtout intéressant de noter que, même pour ces cas-là, les variations sont toujours supérieures à celles mesurées avec l'eau (figure III-1-11-b).

Avec les CFC, les oscillations ont une plus grande amplitude qu'avec l'eau mais de plus elles durent plus longtemps. Ce n'est généralement qu'après 50 secondes que la pression de la phase vapeur des CFC diminue régulièrement alors que cette même première période ne dure pas, la plupart du temps, plus de 15 secondes avec de l'eau. C'est le même temps (15 secondes) qui est observé pour les expériences, plutôt exceptionnelles, à $2,5 \cdot 10^5$ Pa, avec les deux fluides CFC113 et CFC11.

La comparaison entre les deux CFC est plus délicate. Les expériences citées jusqu'à présent montrent des amplitudes plus importantes avec CFC113, mais ceci n'est pas vérifié pour toutes les pressions utilisées (annexe). Il nous paraît difficile de dégager des conclusions concernant les différences entre les deux CFC.

III-1-2-b Observations au cours de la vidange

La présence de hublots permet d'observer l'intérieur du réservoir au cours d'une expérience. Ceci permet de compléter la description des oscillations. Effectivement, pendant la vidange du réservoir, nous avons pu constater des bouffées de bulles, apparitions brusques et momentanées. Or, le nombre de ces bouffées semble correspondre à celui des oscillations mesurées.

Ces observations sont nettement plus faciles lors des essais avec des CFC : les bouffées sont plus importantes et mieux séparées — ce qui se traduit sur les mesures par des amplitudes plus fortes et des périodes plus longues. Cependant, les mêmes phénomènes semblent exister avec l'eau.

Notons enfin que nous ne pouvons être plus affirmatifs en ce qui concerne ces remarques en raison de l'amortissement à la fois des phénomènes d'ébullition et des oscillations enregistrées ; il est donc difficile de compter précisément le nombre de bouffées.

III-1-3 VARIATIONS DES MESURES AU COURS DE LA VIDANGE

La description sommaire des mesures effectuées dans le réservoir, présentée en introduction, a distingué une première période où la température du liquide évolue très peu.

Pour certains essais, on peut observer une petite augmentation (toujours $< 0,2^{\circ}\text{C}$) de cette température après l'ouverture de la vanne. Cependant, le plus souvent, il s'agit d'une très légère diminution de la température, pas vraiment mesurable avec ce thermocouple.

Dans tous les cas, cette partie, que nous pouvons qualifier de stable, est surtout importante pour les essais où les variations de température pour l'ensemble de la vidange restent les plus faibles. Nous pouvons cependant remarquer, notamment sur les graphes présentant les mesures effectuées avec les CFC (figures III-1-4 et 5), que sa durée n'est pas liée à celle du régime d'oscillations.

Il nous paraît donc plus intéressant d'analyser la deuxième période qui présente des variations plus importantes. Pour cela, nous faisons référence aux figures déjà présentées pour étudier l'influence des différents paramètres sur les oscillations (III-1-8 à 11).

Pression initiale

Pour toutes les séries –à même géométrie et même fluide– nous constatons que les variations sont plus importantes pour les pressions les plus élevées (figures III-1-8 et Annexe IV).

Taux de remplissage

Les essais avec différents taux de remplissage montrent que la chute de température est d'autant plus importante que la quantité de liquide est faible (figure III-1-9).

Géométrie de la conduite

Si nous comparons les diminutions en fonction du diamètre de la conduite, il est facile de voir (figure III-1-10) que la chute est nettement plus importante, environ 4 fois plus grande, avec le diamètre $D = 16$ mm.

L'influence de la longueur de la conduite est à nouveau très petite : diminution à peine un peu plus importante pour la conduite la plus courte.

Nature du fluide

Pour étudier les variations en fonction de la nature du fluide, nous devons utiliser les mesures de la pression, seule grandeur comparable. Or, nous avons vu que les évolutions de la phase vapeur et du liquide sont identiques, nous pouvons donc à nouveau utiliser les mêmes figures que précédemment (III-1-11).

Nous constatons alors que, pour une même durée de vidange, les diminutions obtenues avec les CFC ne sont que légèrement supérieures à celles mesurées avec de l'eau.

III-2 MESURES EFFECTUÉES SUR LA CONDUITE

Deux thermocouples sont généralement utilisés avec les conduites de diamètre $D = 8 \text{ mm}$: à une distance fixe du réservoir (0,132 m) et à la sortie de la canalisation (à environ 3 mm de la fin du tube). Il n'y a donc qu'une mesure pour la longueur 0,135 m ; de même avec le diamètre $D = 16 \text{ mm}$, seule la première température est mesurée.

Les pressions ont aussi été enregistrées très près de la fin du tube. Cependant, des problèmes d'instrumentation font que nous ne pouvons nous intéresser qu'aux variations de ce paramètre, la valeur absolue de cette pression n'est pas connue.

Nous allons présenter dans une première partie les mesures effectuées sur la conduite. Nous discuterons ensuite de l'influence de la géométrie de la conduite. Un dernier paragraphe sera consacré à la comparaison en fonction de la nature du fluide.

III-2-1 PRÉSENTATION DES MESURES

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DES MINES DE SAINT-ETIENNE
Bibliothèque du Centre SPIN

III-2-1-a Evolutions globales

Nous avons tracé sur la figure III-2-1 l'ensemble des températures enregistrées pour un essai avec de l'eau et la géométrie $D = 8 \text{ mm}$ et $L = 0,595 \text{ m}$, pour la plus forte pression initiale.

Nous pouvons constater que les mesures au début du tube avec de l'eau ne varient pas beaucoup. La comparaison avec la température du liquide montre des évolutions quasiment identiques ; hormis bien entendu le temps de réponse du thermocouple. Par contre, les mesures à la fin du tube présentent à la fois plus de bruit et une chute plus importante en cours d'expérience. La présence de deux phases explique certainement ce bruit.

Si nous analysons les enregistrements lors d'une expérience réalisée avec un CFC (figure III-2-2) nous remarquons à nouveau plus de bruit sur les mesures effectuées à la fin du tube par rapport au début de la conduite.

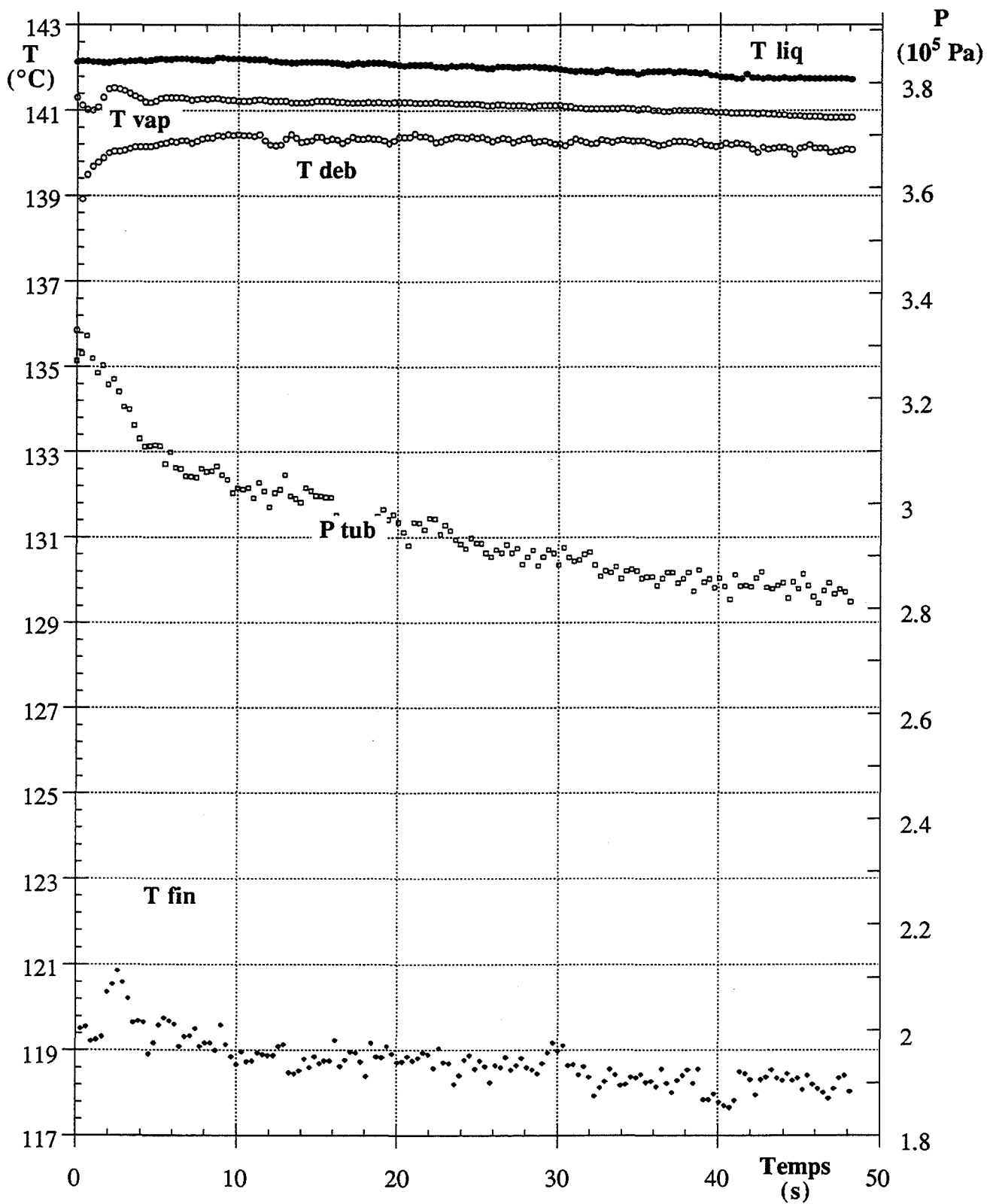


Figure III-2-1 : Températures et pressions mesurées avec de l'eau.

$P \approx 3,7 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ - $D = 8 \text{ mm}$ - $L = 0,595 \text{ m}$

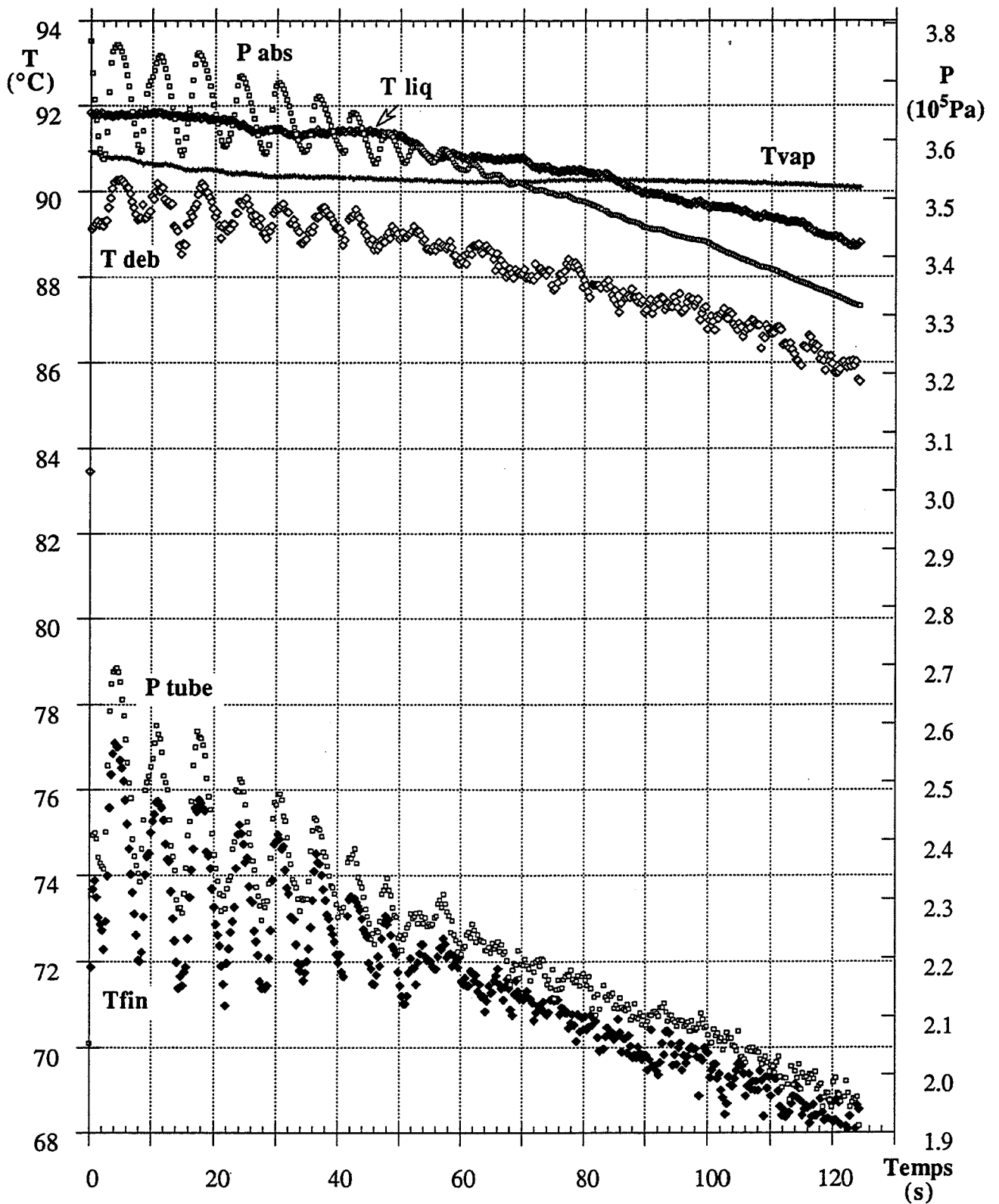


Figure III-2-2 : Températures et pressions mesurées avec CFC113.

$P \approx 3,7 \cdot 10^5$ Pa - $D = 8$ mm - $L = 0,595$ m.

Nous constatons surtout que les températures présentent les mêmes oscillations que la phase vapeur du réservoir. Cependant, les amplitudes de ces oscillations varient : elles sont plutôt plus faibles pour la température enregistrée près du réservoir, mais nettement plus importantes à la fin de la conduite.

L'ensemble des essais réalisés avec des CFC permettent les mêmes constatations. En raison de l'amplitude plus faible des oscillations mesurées avec l'eau, il est plus difficile de vérifier la similitude de ces évolutions. Cependant les températures de la fin du tube semblent montrer un comportement similaire dans le cas des conduites les plus longues, même si cela est nettement moins évident que pour les essais avec les CFC.

III-2-1-b Mesure de la pression

Ces évolutions particulières des températures enregistrées à la fin du tube avec les CFC nous permettent d'utiliser les mesures de pression. Des problèmes technologiques –sensibilité du capteur à la température– ne nous permettent pas de connaître la valeur absolue de la pression mais uniquement ses variations. Celles-ci correspondent à celles de la température mesurée au même endroit (figure III-2-2 et annexe). Cela prouve que la température et la pression sont liées ; mais comme nous ne connaissons pas la valeur absolue de la pression nous ne pouvons pas vérifier formellement qu'il s'agit de la relation d'équilibre.

Nous franchirons ce pas et supposerons que l'équilibre thermodynamique est atteint. Les résultats publiés par van den Akker [92] avec du CFC12 et de l'eau mais aussi par Ogawawara [77] peuvent servir à confirmer cette hypothèse. Effectivement, ces auteurs mesurent la pression et la température sur la conduite et montrent que l'équilibre est réalisé sur la plus grande partie de l'écoulement, même pour des longueurs de conduite inférieures à 0,6 m. Remarquons toutefois que van den Akker constate une légère différence à la fin du tube.

Cette hypothèse nous permet alors de calculer un rapport entre la pression d'équilibre de la température mesurée à la fin du tube et la pression dans le réservoir. Cette grandeur sera utilisée pour comparer les écoulements obtenus avec l'eau et les CFC, puisque dans ces cas-là il est impossible de comparer les températures.

III-2-2 INFLUENCE DE LA GÉOMÉTRIE DE LA CONDUITE

Les mesures effectuées nous permettent de comparer les écoulements en fonction de la longueur pour le diamètre $D = 8 \text{ mm}$; mais l'étude de l'influence du diamètre ne peut se faire qu'à partir des températures relevées au début de la conduite.

III-2-2-a Influence de la longueur

Nous avons choisi de comparer les mesures pour une pression initiale voisine de $3,7 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, soit une température du liquide dans le réservoir de 142°C .

Les températures mesurées dans le liquide et au début de la conduite ont été tracées sur la figure III-2-3. Il est toutefois plus intéressant d'analyser la différence entre ces deux grandeurs. Nous avons tracé ces différences ainsi que l'écart entre la température du liquide et la température à la fin du tube sur la figure III-2-4.

Nous pouvons remarquer que la chute de température au début de la conduite, à $0,112 \text{ m}$ du réservoir, est toujours voisine de 2°C , sauf pour la conduite $L = 0,115 \text{ m}$ pour laquelle il s'agit de la température en sortie.

Par contre, la différence de température calculée entre le liquide dans le réservoir et la fin de la conduite est d'autant plus importante que la conduite est longue : il existe un rapport deux entre les écarts mesurés avec $L = 0,115 \text{ m}$ et $L = 0,595 \text{ m}$.

III-2-2-b Phénomènes particuliers pour $D = 8 \text{ mm}$ et $L = 0,115 \text{ m}$

La figure III-2-4 fait apparaître une discontinuité de la température à la sortie pour la longueur la plus faible. La figure III-2-5 présente cette grandeur pour l'ensemble des essais réalisés avec cette géométrie. Elle montre que ce phénomène en cours d'expérience existe dans tous les cas : après un régime stable et régulier de quelques secondes, nous constatons plus de bruit, puis une chute brutale de cette température. La durée avant ce "décrochement" diminue si la pression est élevée.

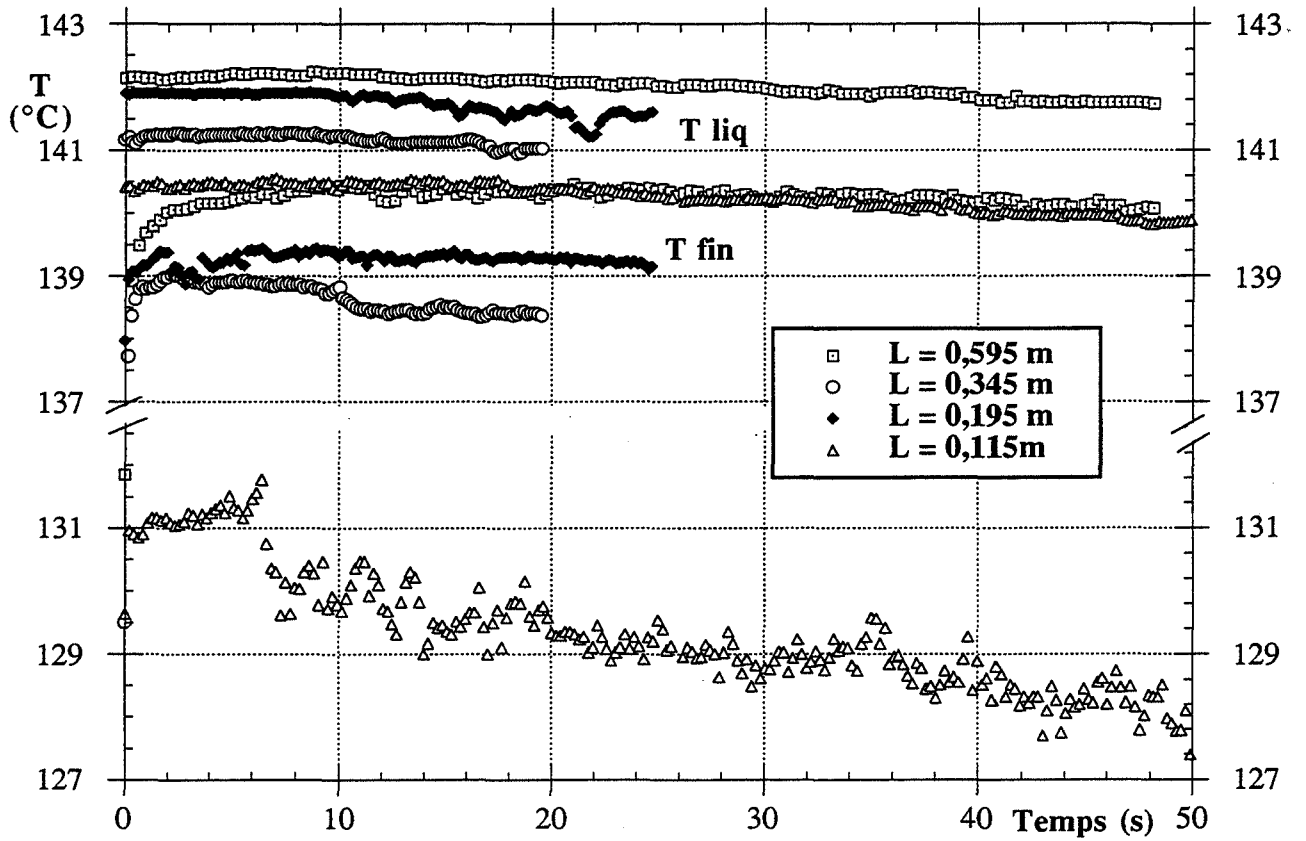


Figure III-2-3 : Températures du liquide et au début du tube, à 0,112 m, pour les différentes longueurs de conduite. $D = 8\text{ mm}$ - $P \approx 3,7 \cdot 10^5\text{ Pa}$.

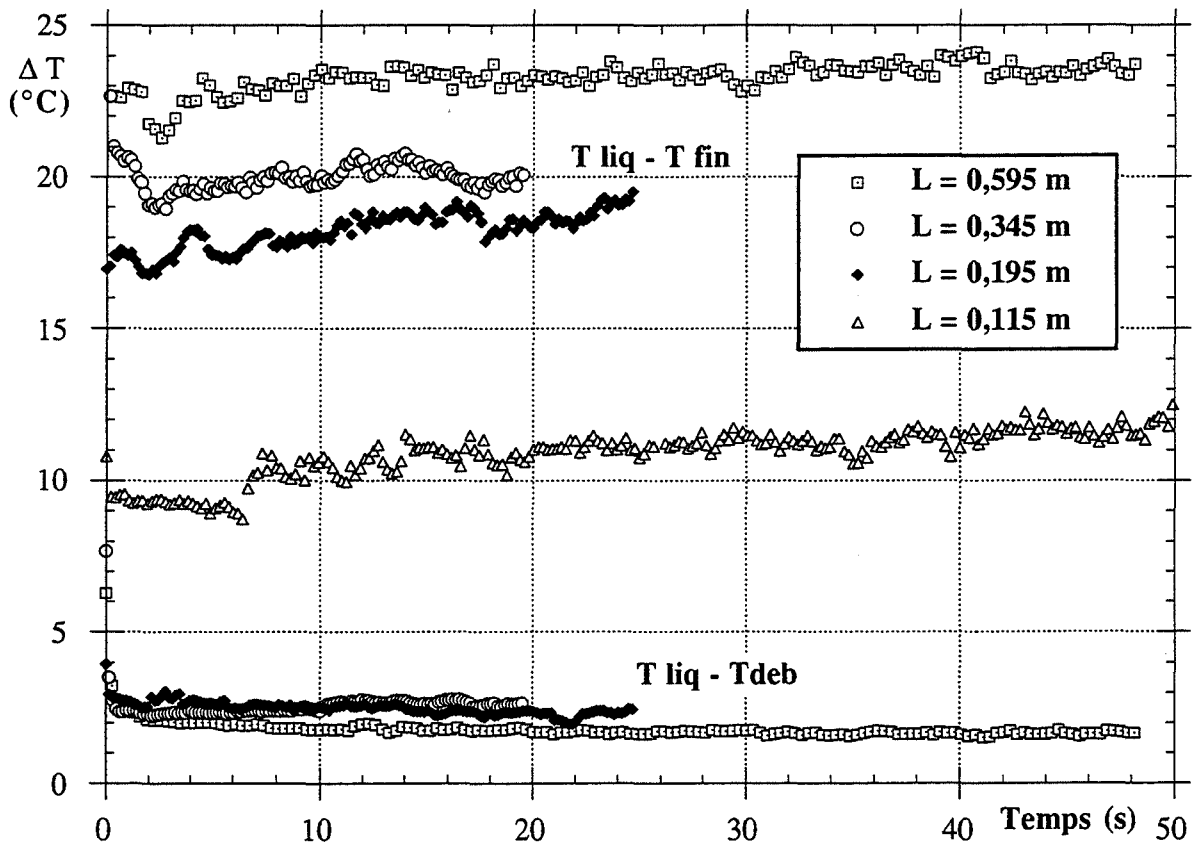


Figure III-2-4 : Différences entre la température du liquide et celles mesurées sur le tube, pour différentes longueurs de la conduite. $D = 8\text{ mm}$ - $P \approx 3,7 \cdot 10^5\text{ Pa}$.

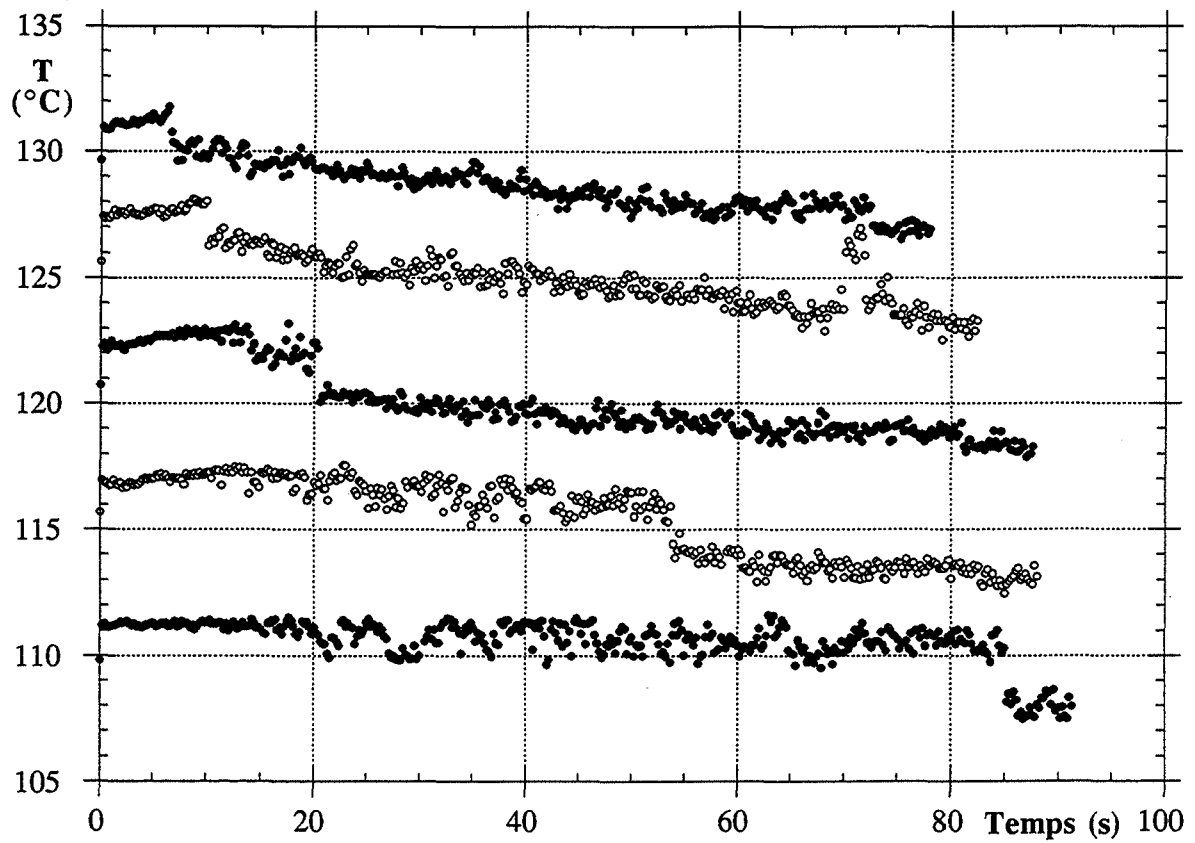


Figure III-2-5 : Températures mesurées sur la conduite. EAU - D = 8 mm - L = 0,115 m.

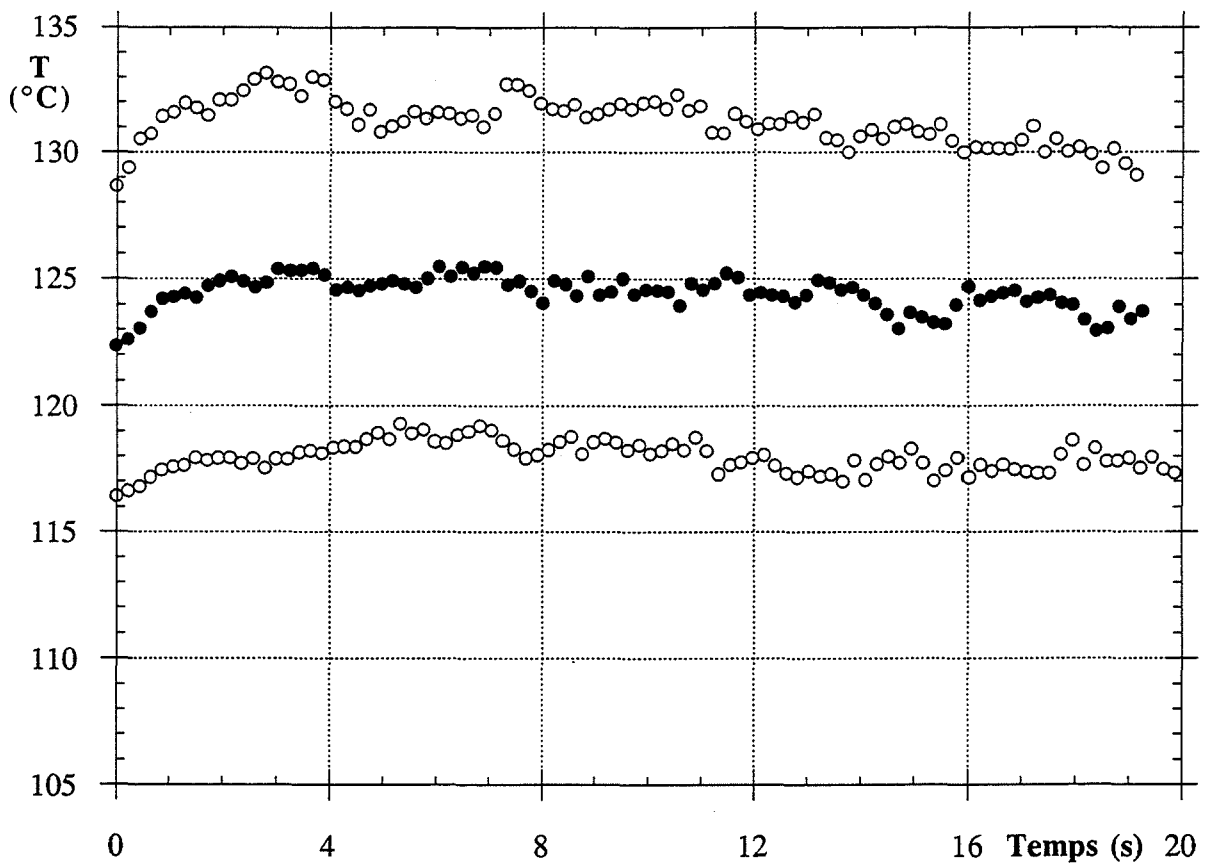


Figure III-2-6 : Températures mesurées sur la conduite. EAU - D = 16 mm - L = 0,135 m.

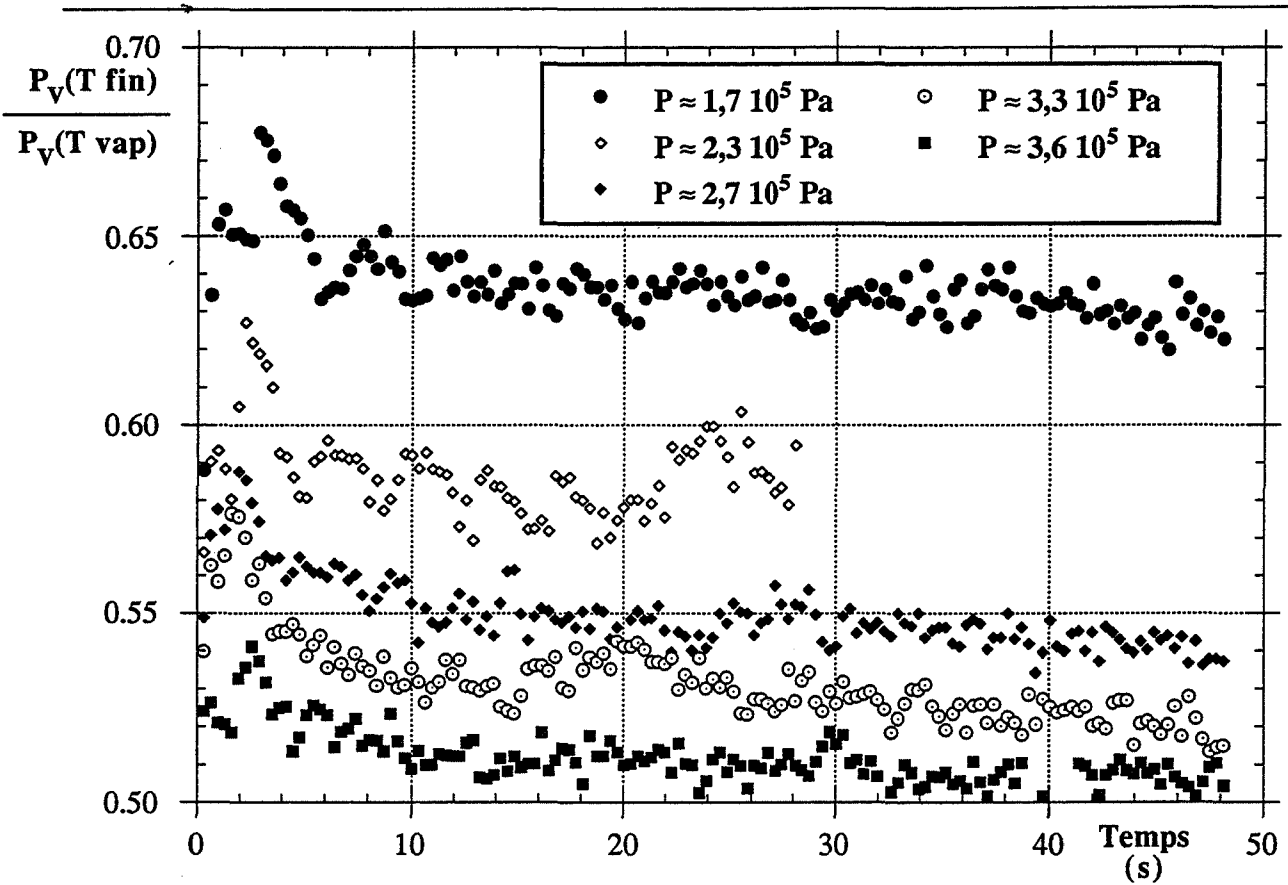


Figure III-2-7 : Rapport entre la pression à la fin du tube et la pression dans le réservoir.
Pressions estimées par la pression d'équilibre des températures mesurées.
EAU - D = 8 mm - L = 0,595 m

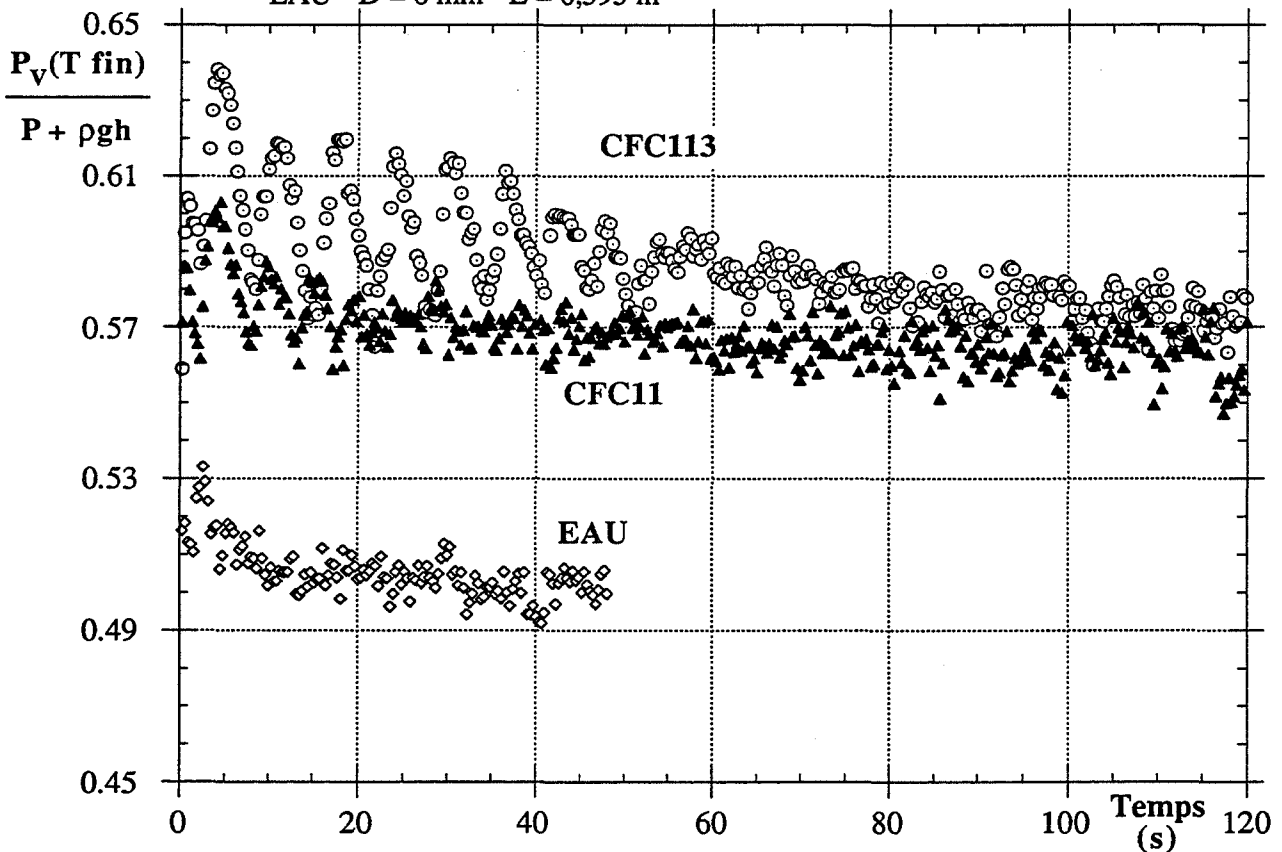


Figure III-2-8 : Comparaison du rapport de la pression d'équilibre et de la pression dans le réservoir, en considérant la pression hydrostatique pour les trois fluides.
 $P \approx 3,7 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ - D = 8 mm - L = 0,595 m.

III-2-2-c Influence du diamètre.

Nous avons tracé sur la figure III-2-6 les températures mesurées sur la conduite courte $L = 0,135$ m et de diamètre $D = 16$ mm pour plusieurs pressions en amont. Il apparaît d'ores et déjà que, pour nos essais, le diamètre a de l'influence sur l'écoulement puisque les phénomènes particuliers mis en évidence avec le diamètre $D = 8$ mm n'ont pas lieu : la température ne présente pas de discontinuité.

D'une manière plus générale, les résultats donnés en Annexe IV permettent de remarquer une plus grande fluctuation mais aussi un écart, entre la température en amont et celle mesurée sur la conduite, légèrement plus élevé pour les expériences réalisées avec le diamètre $D = 16$ mm.

III-2-3 COMPARAISON EAU CFC

Il est évident que des différences de température ne peuvent pas être utilisées pour analyser l'influence de la nature des fluides (puisque pour une même pression, les températures sont très différentes). Nous avons donc choisi de calculer le rapport de la pression d'équilibre de la température mesurée à la fin de la conduite à la pression dans le réservoir.

Cette grandeur a été tracée en fonction du temps pour l'ensemble des essais réalisés avec l'eau et la géométrie $D = 8$ mm et $L = 0,595$ m (figure III-2-7).

Nous constatons qu'elle reste pratiquement constante en fonction du temps, malgré le bruit qui entache la mesure de température à la fin du tube. Cette figure montre aussi l'influence de la pression initiale : le rapport des pressions est d'autant plus faible que la pression initiale est élevée. Ces constatations sont vérifiées pour l'ensemble des fluides (Tableau III-2-1).

La figure III-2-8 permet de comparer les rapports des pressions en fonction de la nature du fluide. La pression hydrostatique, négligeable dans le cas de l'eau, a ici été prise en considération.

Pour les CFC, ce rapport présente des oscillations au début de l'expérience –l'amplitude des oscillations à la fin de la conduite est nettement plus importante qu'à l'entrée– mais, nous pouvons considérer une valeur moyenne pour cette grandeur.

EAU		CFC11		CFC113	
P (10 ⁵ Pa)	η	P (10 ⁵ Pa)	η	P (10 ⁵ Pa)	η
3,6	0,51	3,6	0,57	3,7	0,60
3,3	0,53	3,2	0,58	3,2	0,61
2,7	0,55	2,7	0,59	2,95	0,61
2,3	0,58	2,3	0,62	2,5	0,64
1,7	0,64	1,8	0,70	1,85	0,69

Tableau III-2-1 : Rapport de la pression à la fin du tube sur la pression dans le réservoir pour les différentes pressions et les trois fluides.

Nous constatons surtout que le rapport de pression est légèrement plus faible pour le CFC11 (0,57) que pour le CFC113 (0,58), mais il est encore beaucoup plus faible pour l'eau (0,50).

Nous devons cependant rester prudents pour la comparaison de cette grandeur entre l'eau et les CFC. Effectivement, le thermocouple à la fin de la conduite a été déplacé pour les expériences avec les CFC. Or, il existe un fort gradient de température dans cette zone ; par conséquent, une petite variation de l'emplacement du thermocouple peut entraîner des résultats différents.

Remarquons que ce problème n'existe pas pour la comparaison entre les CFC pour lesquels nous constatons une différence faible, mais systématique, pour toutes les pressions (Tableau III-2-1).

III-3 RÉSULTATS CONCERNANT LES DÉBITS

Nous avons mis en évidence d'une part des variations dans le réservoir (III-1), et d'autre part un phénomène particulier pour la conduite la plus courte avec le diamètre $D = 8$ mm. Nous proposons dans ce paragraphe d'analyser les liens entre ces phénomènes et la mesure de la pression différentielle qui permet de calculer le débit de vidange.

Nous verrons alors que cette mesure ne varie pas linéairement, ce qui entraîne des variations de débit en cours de vidange, présentées dans la deuxième partie.

III-3-1 PRESSION DIFFÉRENTIELLE COMPARÉE AUX AUTRES MESURES

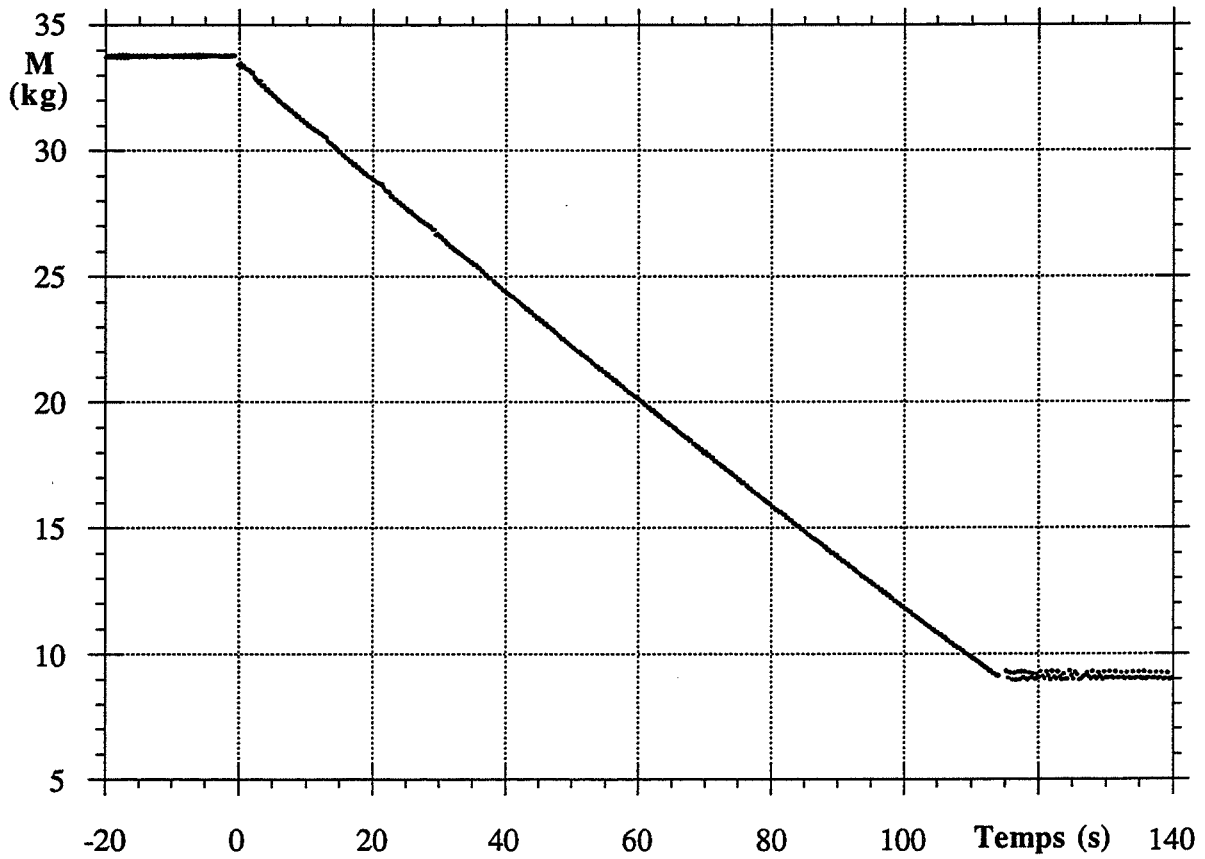
A cause de la taille limitée de notre réservoir, les conditions du fluide en amont de la conduite ne sont pas stationnaires au cours d'une expérience. Il est difficile d'estimer l'influence de ces évolutions sur la mesure de la pression différentielle utilisée pour calculer le débit.

Nous proposons simplement, dans cette première partie, de comparer cette mesure de la pression différentielle aux phénomènes particuliers mis en évidence précédemment : oscillations dans la phase vapeur et brusque variation de la température enregistrée sur la conduite avec le tube le plus court et de diamètre le plus faible.

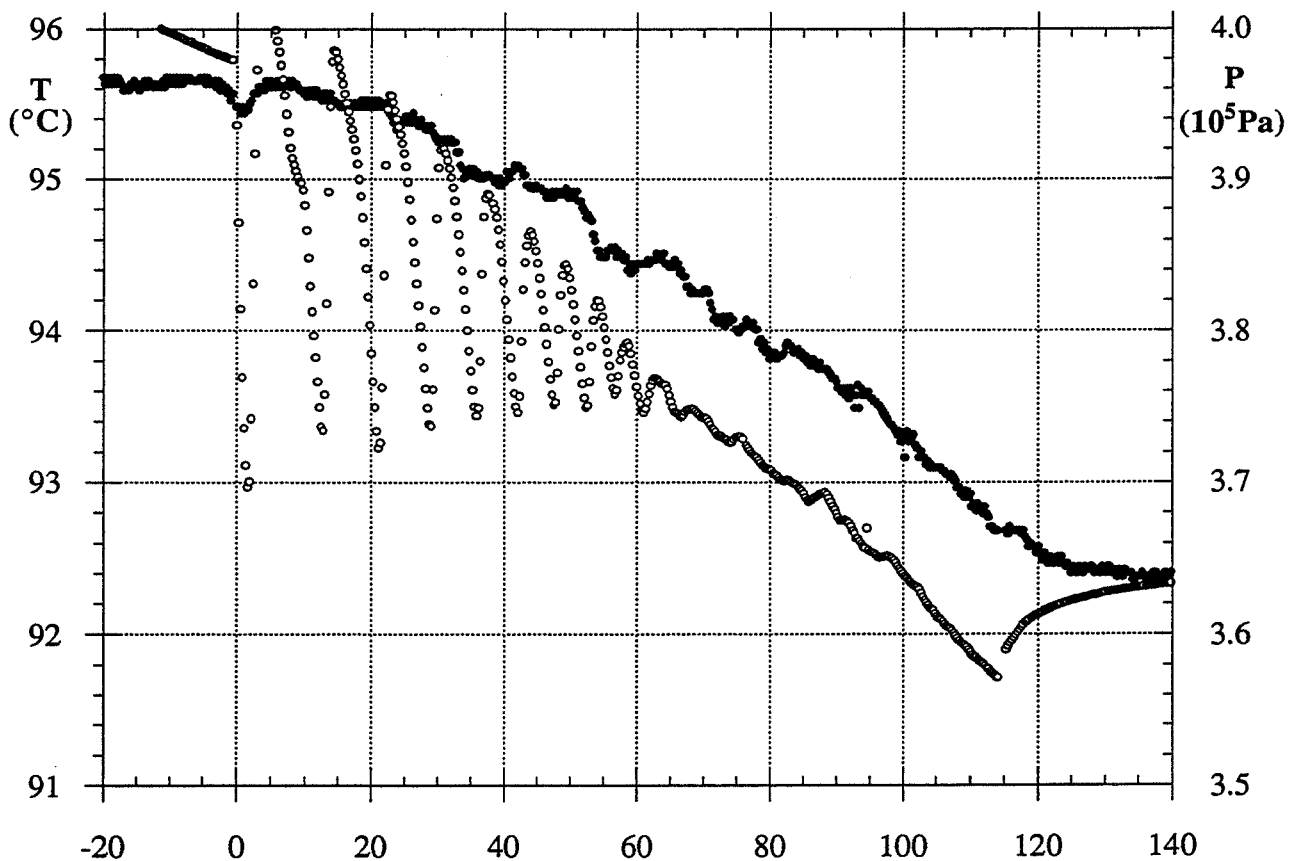
III-3-1-a Influence des oscillations

Les oscillations observées dans la phase vapeur sont nettement plus faibles pour les expériences effectuées avec de l'eau que dans le cas des CFC. Aussi, ce phénomène n'est pas visible sur la mesure de la pression différentielle (figures III-3-2 par exemple).

Nous avons tracé (figure III-3-1-a) la pression différentielle mesurée pour l'essai avec la plus forte pression avec le CFC113 (expérience pour laquelle l'amplitude des oscillations est la plus importante) en fonction du temps. Le deuxième tracé (figure III-3-1-b) montre les variations de pression mesurées pendant la même vidange. Cette comparaison permet de voir que les oscillations n'ont qu'une influence très limitée sur la mesure de la pression différentielle : même pour cet essai, nous ne constatons que de très petites variations sur la mesure qui permet le calcul du débit.

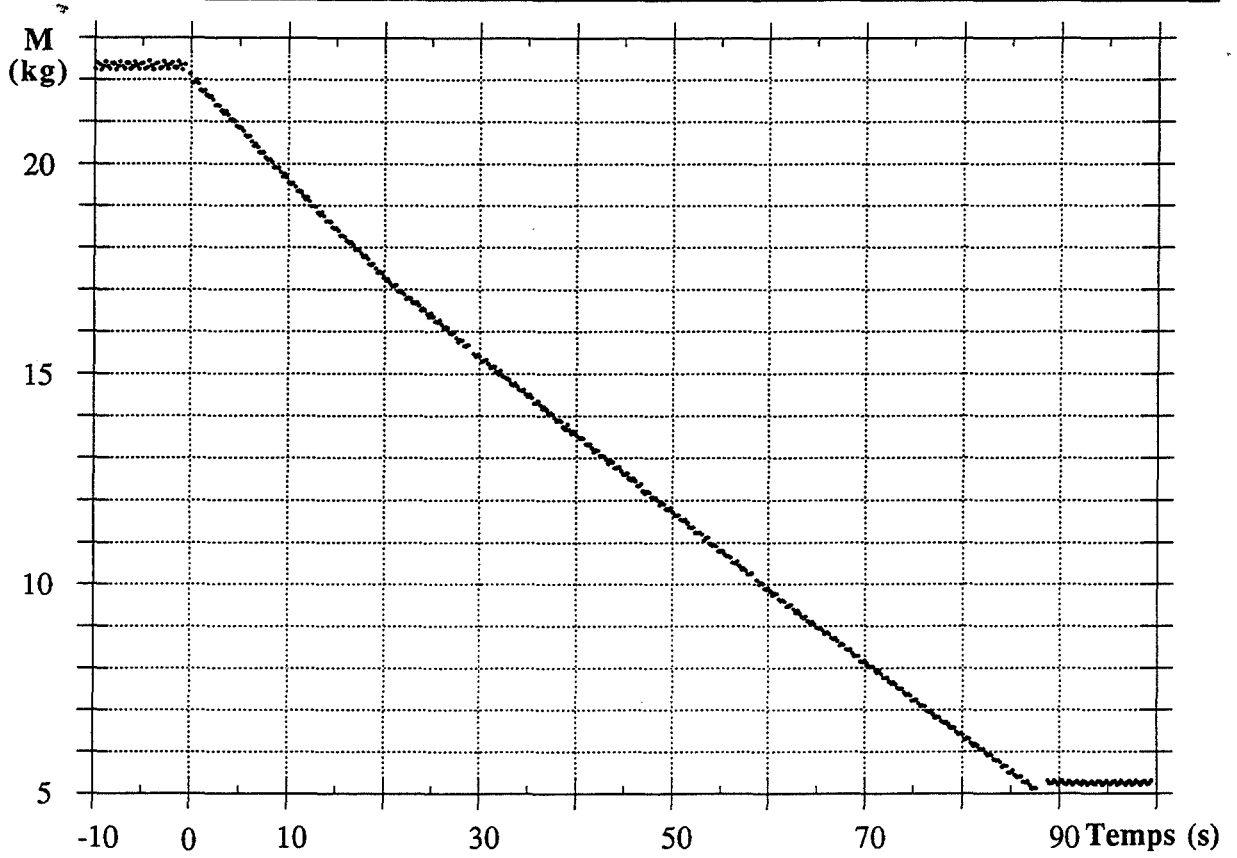


a : Mesure de la pression différentielle : masse dans le réservoir en fonction du temps.

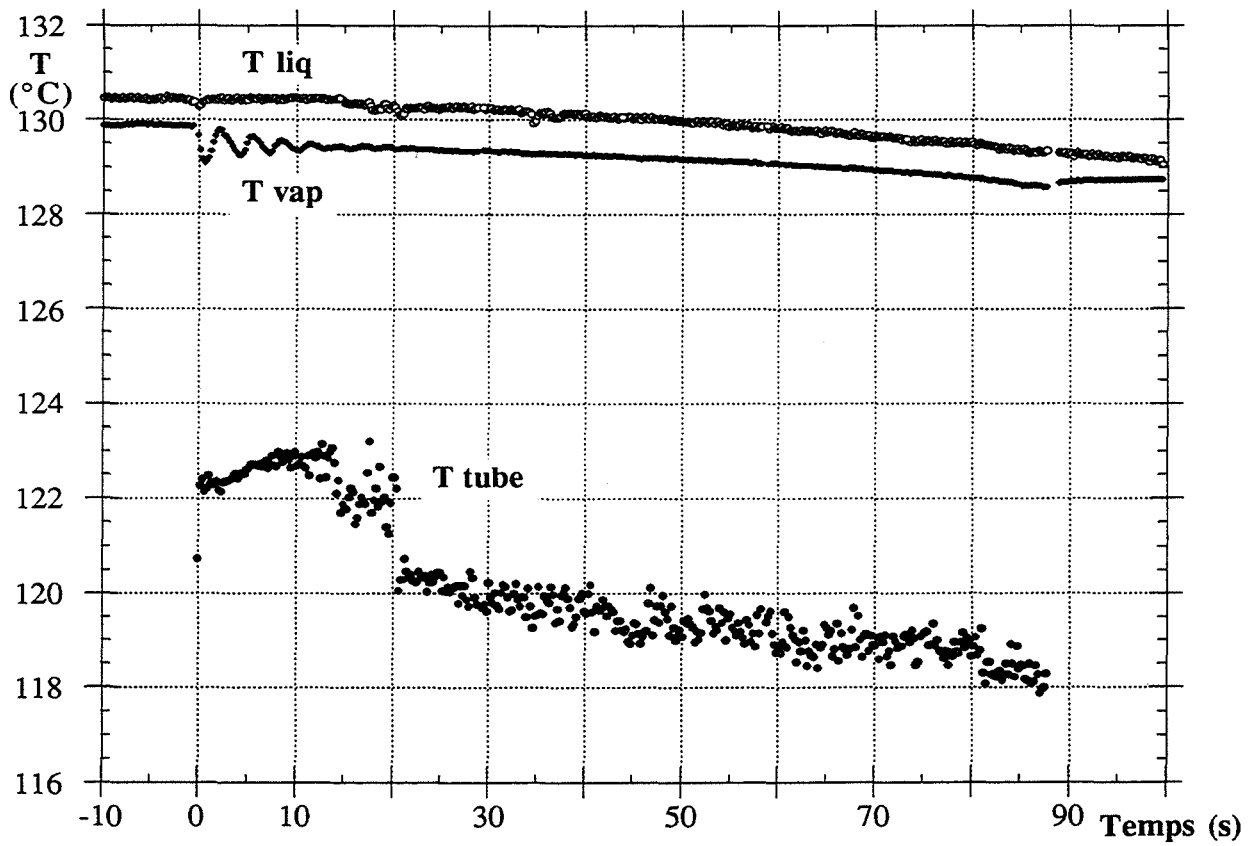


b : Température du liquide et pression dans le réservoir.

Figures III-3-1: Comparaisons des mesures. $D = 8$ mm - $L = 0,595$ m - CFC113.



a : Mesure de la pression différentielle : masse dans le réservoir en fonction du temps.



b : Températures dans le réservoir et sur la conduite

Figures III-3-2 : Comparaison des évolutions des différentes mesures.

EAU - $D = 8$ mm - $L = 0,135$ m. $P \approx 2,7 \cdot 10^5$ Pa.

Nous constatons cependant que ces perturbations restent marginales par rapport à l'évolution non linéaire de la pression différentielle.

III-3-1-b Mesures effectuées sur la conduite

Les figures III-3-2-a et b permettent de comparer les évolutions de la pression différentielle et des températures, notamment celle enregistrées sur la conduite. Il apparaît clairement que ces deux mesures subissent la même perturbation : chute de la température et brusque variation de la pression différentielle au même moment (après 20 secondes). La même constatation est possible pour toutes les expériences réalisées avec cette géométrie.

Ce phénomène peut, à lui seul, justifier d'étudier les évolutions du débit en cours d'expérience.

III-3-2 VARIATIONS DE DÉBITS EN COURS D'EXPÉRIENCE

Les figures précédentes montrent des évolutions non linéaires de la pression différentielle, permettant de calculer le débit de vidange. Par ailleurs, nous avons décrit la méthode retenue pour calculer plusieurs débits durant la même expérience.

Nous proposons ici de présenter ces variations de débits et de comparer ces évolutions aux variations des conditions en amont –diminution de la pression initiale–. Cependant, ces résultats seront repris et discutés de manière plus détaillée dans la suite de ce travail (IV-2).

III-3-2-a Débits calculés pour différents taux de remplissage

Les expériences avec différents taux de remplissage conduisent, à des évolutions dans le réservoir différentes ; mais les débits obtenus sont aussi différents. Ces résultats sont présentés dans le tableau III-3-1, en calculant le débit pour un intervalle de temps de 6 secondes. Une hauteur de liquide différente implique un changement de pression hydrostatique ; aussi nous avons reporté dans ce tableau la pression calculée au fond du réservoir. Les débits présentés pour le taux de remplissage de 55% concernent trois expériences différentes.

Taux de remplissage	P (10^5 Pa)	P + ρgh (10^5 Pa)	G ($\text{kg/m}^2\text{s}$)
75%	2,27	2,32	3195
	2,27	2,31	3000
	2,26	2,30	2835
55%	2,27	2,30	2740
	2,26	2,29	2730
	2,29	2,33	2930
	2,29	2,32	2725
	2,28	2,30	2775
	2,34	2,37	2840
	2,33	2,36	2770
	2,33	2,35	2780
40%	2,26	2,28	2870
	2,25	2,27	2560
	2,23	2,24	2520

Tableau III-3-1: Débits obtenus pour différents taux de remplissage.
D = 12 mm - L = 0,345 m.

Nous constatons sur ce tableau des diminutions de débits en cours d'expérience mais aussi des résultats différents en fonction du taux de remplissage : les débits sont plus élevés si la hauteur initiale de liquide est importante.

La variation de la pression en amont, même calculée au fond du réservoir, ne peut expliquer ce résultat puisque les débits mesurés avec une pression légèrement supérieure ($2,37 \cdot 10^5$ Pa) mais un taux de remplissage de 55% sont inférieurs à ceux obtenus avec un fort taux de remplissage (75%).

III-3-2-b Influence de la pression hydrostatique

La même méthode a été utilisée pour calculer les variations de débits en cours d'expérience pour l'ensemble des essais. Ces résultats seront discutés en IV-2, ce qui permettra de présenter ces variations en fonction du temps.

Nous proposons sur les figures III-3-3 à III-3-6 l'ensemble des débits mesurés en fonction de la pression, en prenant en compte la pression hydrostatique, pour les expériences réalisées avec de l'eau et deux géométries de la conduite (D = 8 mm - L = 0,595 m et D = 8 mm -

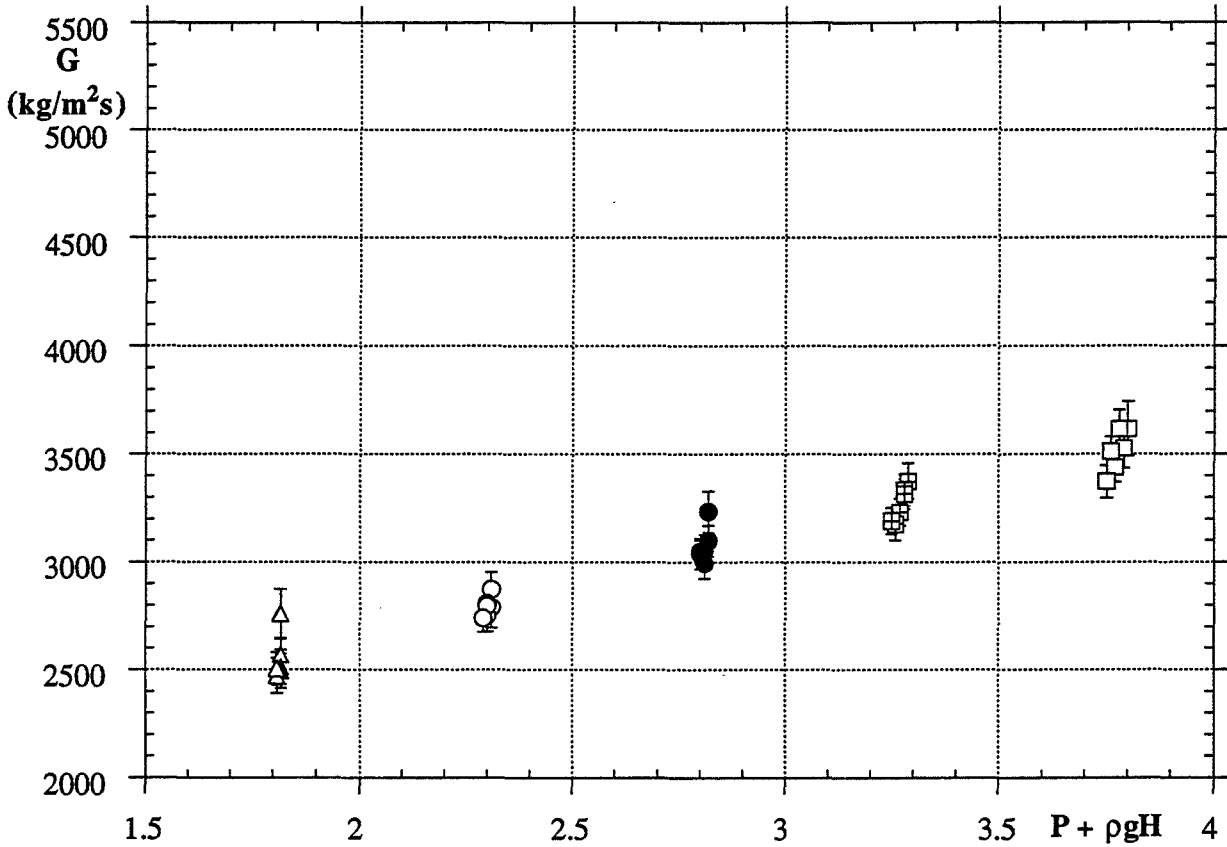


Figure III-3-3 : Débits en fonction de la pression dans le liquide
EAU - D = 8 mm - L = 0,595 m

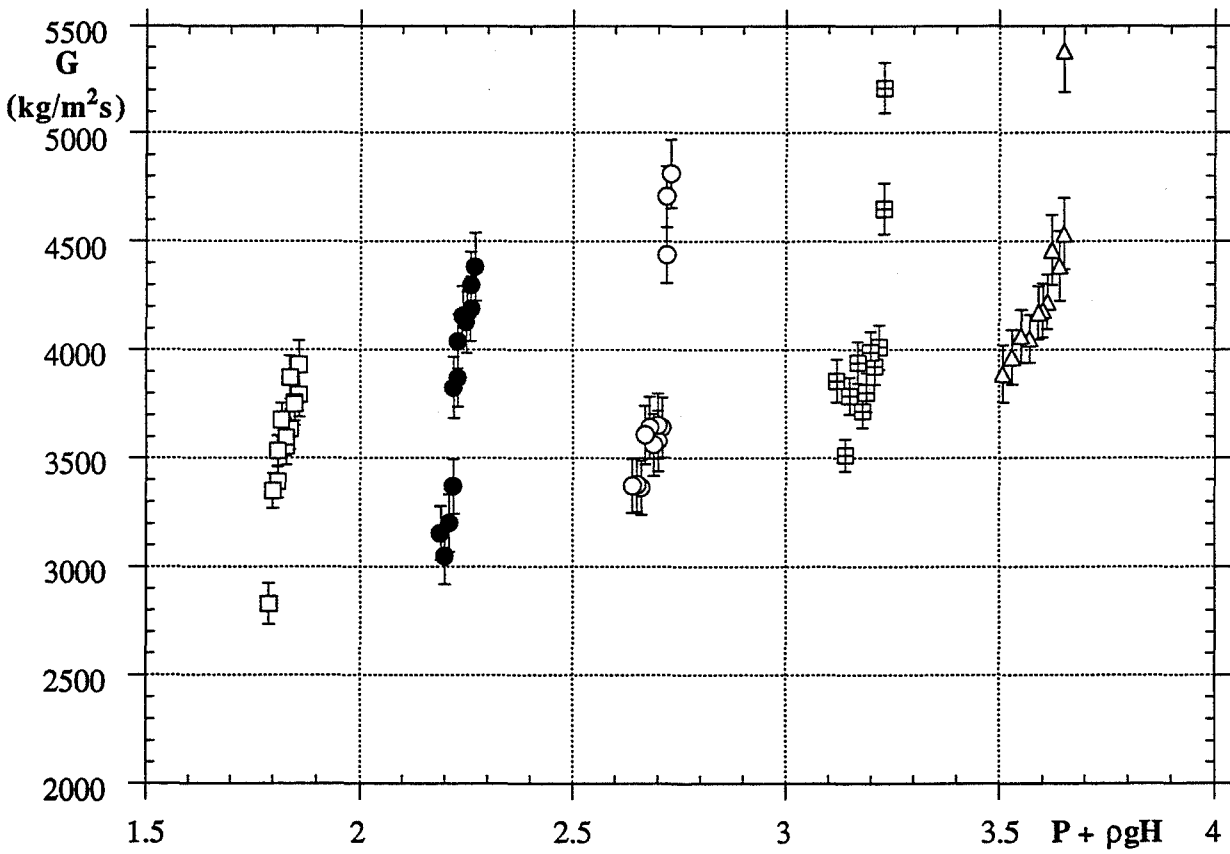


Figure III-3-4 : Débits en fonction de la pression dans le liquide
EAU - D = 8 mm - L = 0,115 m

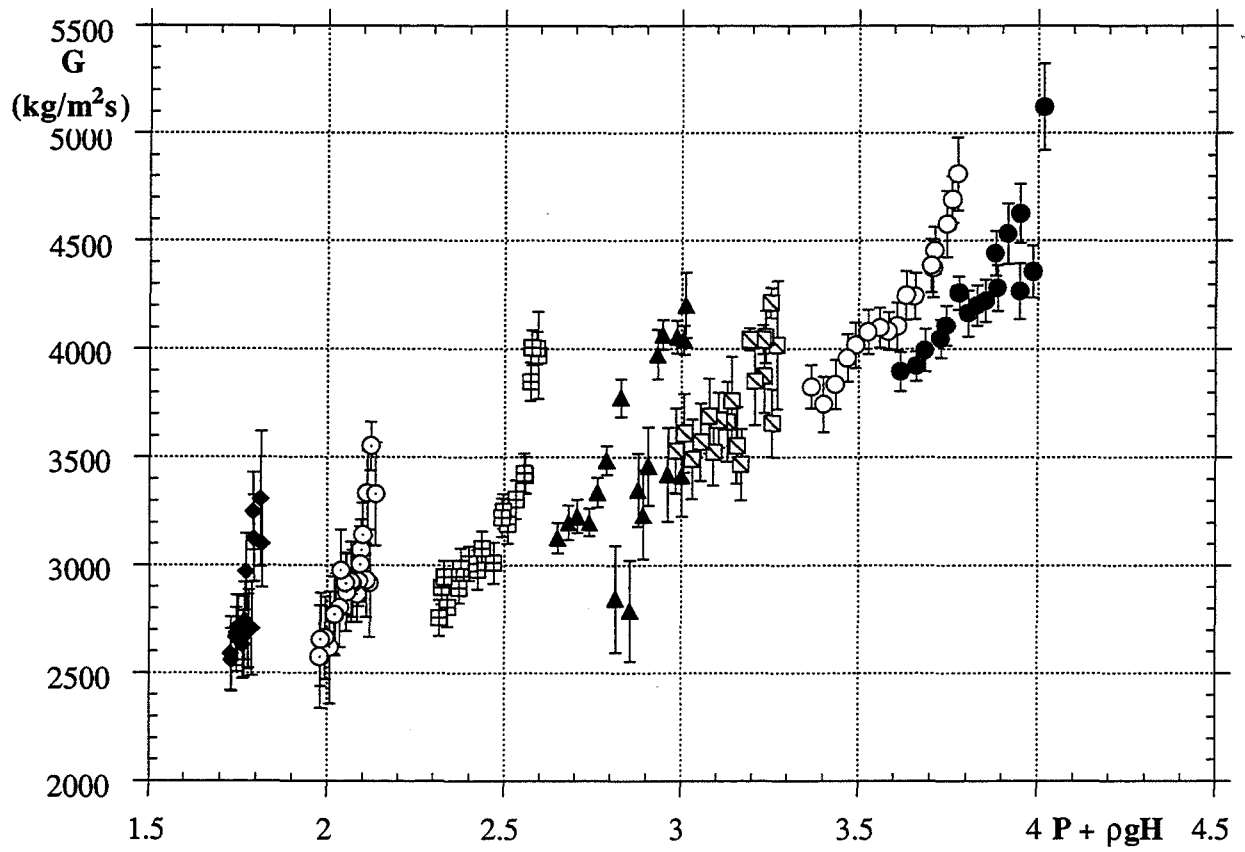


Figure III-3-5 : Débits en fonction de la pression dans le liquide
CFC113 - D = 8 mm - L = 0,595 m

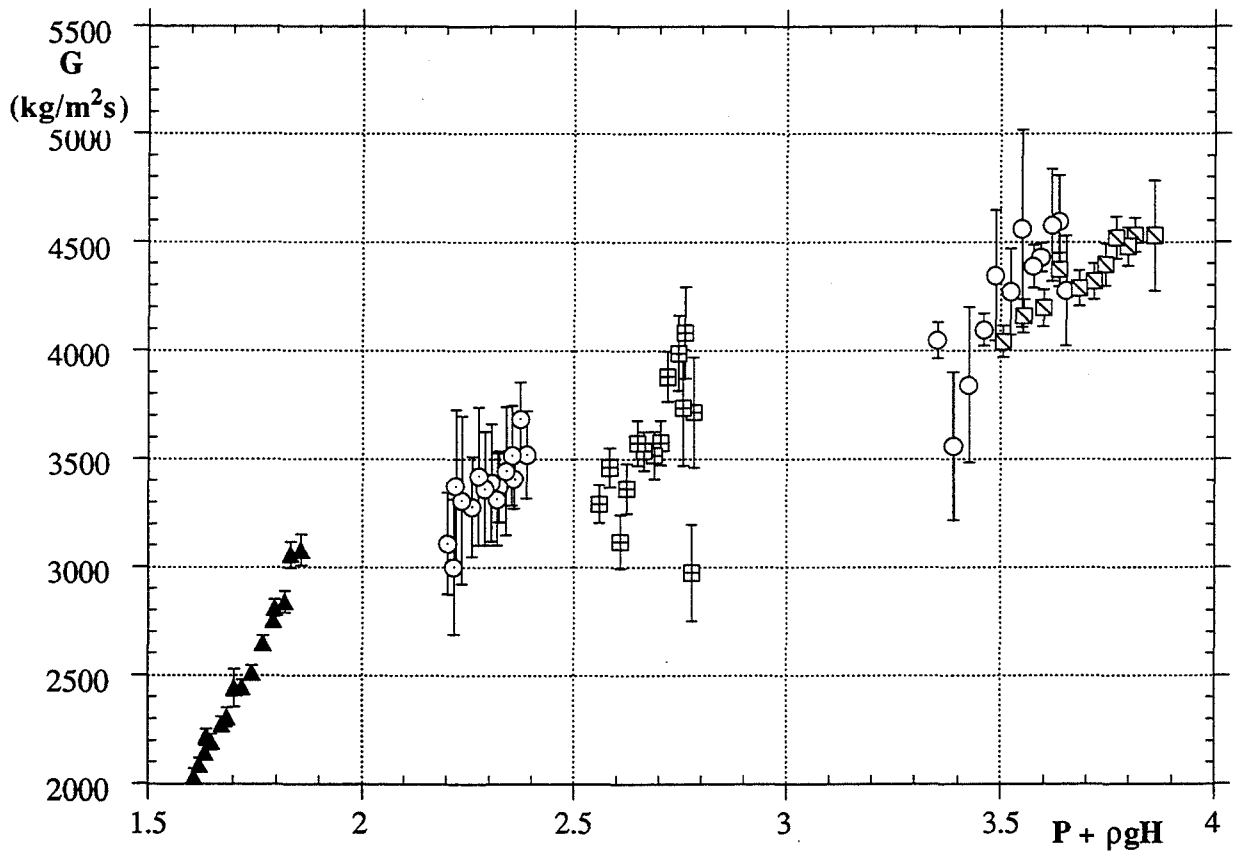


Figure III-3-6 : Débits en fonction de la pression dans le liquide
CFC11 - D = 8 mm - L = 0,595 m

L = 0,115 m), mais aussi avec les deux CFC.

Pour une même vidange, plusieurs débits apparaissent : ils ont été différenciés par des sigles différents.

La comparaison des figures III-3-3 et III-3-4 montre que les variations de débits sont plus importantes pour les plus faibles longueurs. Ce résultat est confirmé par les résultats pour les autres géométries donnés en annexe. Dans ces conditions, se pose un problème du choix pour comparer les débits obtenus avec différentes géométries.

Nous constatons que la pression en cours d'expérience varient davantage pour les essais avec les réfrigérants. Deux remarques sont nécessaires à ce propos : d'une part, la pression hydrostatique est plus importante avec ces fluides, mais aussi la variation de masse dans le réservoir est plus importante pour ces essais que pour ceux présentés avec l'eau avec la même conduite.

La remarque la plus importante concerne la comparaison des variations de débit obtenues d'une part au cours d'une même vidange et d'autre part pour deux vidanges différentes. Ces variations sont beaucoup plus importantes dans le premier cas que l'écart de débit moyen pour deux essais à des pressions différentes. Nous en déduisons que les variations de pression, dues aux instabilités dans le réservoir ou à la hauteur de liquide, ne peuvent expliquer directement les évolutions de débits constatées au cours d'une même vidange.

III-4 CONCLUSIONS

Nous proposons un récapitulatif des différents résultats développés dans ce chapitre :

- La température mesurée dans le liquide diminue en cours d'expérience : cette variation est surtout influencée par la vitesse de vidange du réservoir (soit le diamètre), mais elle est aussi différente pour des taux de remplissage différents. Il n'existe pas de différence entre l'eau et les CFC.

- La température mesurée dans la phase vapeur ne présente pas les mêmes évolutions pour l'eau et pour les réfrigérants :

pour l'eau, nous avons montré que $P_v(T_{vap}) = P_{abs}$. Aussi, pour la plupart des expériences, seule la température est mesurée et la pression de vapeur saturante est calculée.

pour les CFC, la température mesurée dans la vapeur diminue plus faiblement que les autres grandeurs.

- La pression, calculée pour les essais avec l'eau et mesurée avec les CFC, présente des oscillations au début de l'expérience. Ces oscillations sont plus importantes pour les vitesses de vidange les plus élevées (pression initiale élevée – fort taux de remplissage – petit diamètre), mais surtout, dans le cas des CFC leur amplitude est 10 fois élevée que dans le cas de l'eau. Par ailleurs, l'évolution de cette grandeur est parallèle à celle de la température du liquide.

- Les températures mesurées sur la conduite présentent des évolutions identiques, sauf en amplitude, à celles mesurées dans la phase vapeur. Ce phénomène est surtout visible pour les essais avec les CFC mais semble aussi exister pour les expériences avec de l'eau.

- La pression mesurée à la fin du tube présente les mêmes variations que la température mesurée au même endroit.

- La pression différentielle n'évolue pas linéairement avec le temps. Nous avons donc choisi de calculer plusieurs débits pour une même vidange. Nous avons montré que les variations de débit, pour différents taux de remplissage et en cours d'expériences, ne peuvent s'expliquer uniquement par les variations de pression dans le réservoir.



INTERPRÉTATION ET DISCUSSION

Le premier point important qui ressort de la présentation précédente concerne les variations des conditions dans le réservoir, certes selon la nature des fluides (oscillations) ou selon la géométrie.

D'autre part, nous avons mis en évidence une évolution des débits en cours de vidange qui ne peut s'expliquer de manière simple par la variation de pression dans le réservoir.

Ces deux constatations vont donc être analysées maintenant. Dans une première partie, nous allons nous intéresser aux phénomènes particuliers au réservoir. Un modèle est développé pour traduire les instabilités consécutives à la vidange du réservoir.

Par la suite, nous utiliserons ces premiers résultats pour interpréter les évolutions de débits constatés en fonction de la géométrie de la conduite, et donc avec de l'eau. Cependant, ce n'est pas là le problème essentiel de cette étude : cette partie concernant la géométrie a uniquement pour objectifs d'expliquer les particularités dues à notre montage expérimental et de déterminer la conduite optimale pour étudier l'influence de la nature du fluide.

La troisième partie est donc consacrée à cette étude et propose de comparer les débits mesurés avec les trois fluides eau, CFC11 et CFC113. Les écarts obtenus sont discutés à l'aide des différents modèles présentés dans la partie bibliographique.

IV-1 EVOLUTION DES CONDITIONS DANS LE RÉSERVOIR

Deux aspects relativement distincts ont été mis en évidence par les résultats expérimentaux. Nous devons tout d'abord analyser les oscillations mesurées dans le réservoir. Nous avons constaté que, si les oscillations sont exclues, les mesures dans la phase vapeur évoluent de la même façon que celles effectuées dans le liquide. Aussi, dans une deuxième partie, nous nous intéresserons aux évolutions globales des mesures effectuées dans le réservoir.

IV-1-1 OSCILLATIONS MESURÉES DANS LE RÉSERVOIR

L'observation de bouffées de bulles associées aux oscillations nous conduit à proposer la vaporisation dans le réservoir pour expliquer ces mesures. L'amplitude nettement plus grande des oscillations obtenues avec les CFC nous amène à comparer la nucléation de l'eau et des CFC. Cependant, des différences, bien que moins importantes, ont aussi été constatées en fonction de la géométrie.

Quantifier la cinétique de vaporisation fait appel aux études de nucléation qui vont être analysées dans une première partie. Nous comparerons ensuite nos résultats expérimentaux aux mesures effectuées par d'autres auteurs. Enfin, sur la base de ces éléments nous essaierons d'interpréter nos mesures.

IV-1-1 a Modélisation de la nucléation

La formation d'une bulle résulte toujours d'un déséquilibre qui peut être le contact d'un liquide avec une paroi à température plus élevée (liquide sous-refroidi) ou une détente.

Dans ce deuxième cas, la pression du liquide est inférieure à la pression de vapeur saturante : le liquide est dans un état métastable, on parle de liquide surchauffé (à pression constante la température est supérieure à la température d'ébullition). Cet état est représenté par les points du segment LM sur une isotherme de Van der Waals où le point M représente la limite thermodynamique de surchauffe (figure IV-1-1).

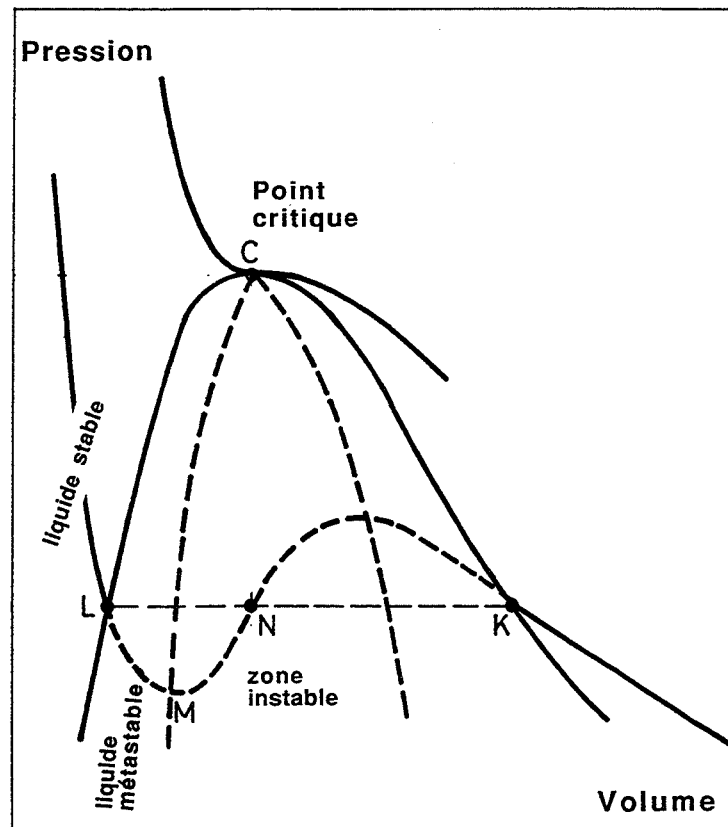


Figure IV-1-1 : Représentation d'un liquide métastable dans un diagramme pression-volume

Sur la base de ces définitions, nous avons retenu, sans être exhaustifs, trois types de démarches :

- un liquide sous-refroidi en contact avec une paroi chauffante. Il s'agit ici de modéliser la formation d'une bulle formée sur les cavités de la paroi [13].

- un liquide avec un fort degré de surchauffe. Cet état est atteint pour un liquide pur en contact avec une paroi très lisse. La nucléation a alors lieu au sein du liquide. Par conséquent, les études qui traitent de ce phénomène reposent le plus souvent sur la modélisation de la nucléation homogène (c'est-à-dire au sein du liquide mais en l'absence de toute autre phase, pas d'impureté ni de microbulle de gaz). Nous retiendrons du modèle homogène classique qu'il permet de définir un taux de vaporisation à partir du travail minimal nécessaire à la formation d'un noyau de rayon critique R_c (les noyaux de rayon supérieur croissent spontanément).

Un facteur d'hétérogénéité, qui résulte de mesures expérimentales, permet de corriger le modèle homogène classique afin de prendre en compte les éléments qui peuvent favoriser la nucléation.

- un liquide avec un faible degré de surchauffe. Récemment, Yan [98] propose un modèle qui permet d'estimer la nucléation en autovaporisation (par détente) par l'activation de cavités à la paroi. Ses résultats ont été validés expérimentalement avec de l'eau et des degrés de surchauffe qui varient de 2 à 5°C.

Cette troisième situation est celle qui décrit le mieux nos conditions expérimentales mais en raison du faible nombre d'études qui existent, l'analyse de l'influence de la nature des fluides est délicate. Nous proposons d'abord de comparer le comportement de l'eau et des CFC sur la base des deux autres types de nucléation envisagés.

Nucléation d'un liquide sous-refroidi sur une paroi chauffée

La démarche consiste à analyser le grossissement d'une bulle dans une cavité jusqu'à ce qu'elle s'en détache. Cette méthode permet de définir d'une part le diamètre initial des bulles D_d (quand elles se détachent de la paroi) d'autre part la fréquence de départ de ces bulles f_d .

Nous proposons d'utiliser la corrélation de Cole et Rohsenow [79] qui permet d'évaluer le diamètre initial des bulles en fonction de nombres adimensionnels.

$$\frac{D_d}{\sqrt{\sigma / (g \Delta \rho)}} = B (J_a^*)^{5/4}$$

avec $J_a^* \triangleq \frac{\rho_L c_{PL} T_{sat}(P_L)}{\rho_V h_{LG}}$, nombre de Jakob modifié

$B = 1,5 \cdot 10^{-4}$ pour l'eau

$B = 4,65 \cdot 10^{-4}$ pour les autres fluides, dont le CFC12.

Cependant, le diamètre initial des bulles ne peut suffire pour quantifier la nucléation. L'expression préconisée par Zuber, citée par Collier [13], nous permet de quantifier la fréquence de départ. Cette grandeur est directement liée au diamètre de départ D_d .

$$f_d = \frac{0,59}{D_d} \left(\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_L^2} \right)^{1/4}$$

La combinaison de ces deux grandeurs nous permet d'estimer un taux de nucléation J_d , qui est en fait un flux volumique de production de vapeur :

$$J_d = f_d \frac{1}{6} \pi D_d^3$$

Les résultats obtenus pour une pression de $4 \cdot 10^5$ Pa sont présentés dans le tableau IV-1-1.

	EAU	CFC11	CFC113
D_d (10^{-3} m)	0,55	0,17	0,22
f_d (s^{-1})	162	333	238
J_d (m^3/s)	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$8,5 \cdot 10^{-10}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$

Tableau IV-1-1 : Comparaison de la nucléation sur une paroi chauffée pour les trois fluides utilisés.

L'écart entre les taux de nucléation est important puisque nous obtenons un rapport de 10^4 entre les estimations pour l'eau et pour les CFC. Nous pouvons en déduire que la vaporisation sur une paroi chauffée est favorisée dans le cas de l'eau par rapport aux CFC.

Nucléation d'un liquide avec un fort degré de surchauffe

Le modèle homogène classique permet de calculer un taux de nucléation J , à partir duquel on peut définir un taux de nucléation hétérogène J^* :

$$J = N f \exp\left(-\frac{W_c}{kT_L}\right)$$

- avec N le nombre de molécules par unité de volume du liquide métastable
 T_L température du liquide métastable
 k constante de Boltzmann
 f facteur de fréquence pour lequel plusieurs expressions ont été proposées

nous proposons de retenir [45]: $f = \left(\frac{2 \sigma}{\pi m B}\right)^{1/2}$

m masse moléculaire et $B \approx \frac{2}{3}$

- W_c travail de formation d'un noyau critique de rayon R_c

$$W_c = \frac{4}{3} \pi R_c^2 \sigma \quad \text{avec } R_c = \frac{2 \sigma^3}{(P_v(T_L) - P_L) (1 - \rho_G/\rho_L)}$$

$$J^* = N^* f \exp\left(-\phi \frac{W_c}{kT_L}\right)$$

- avec N^* nombre de sites de nucléation, par unité d'aire ou de volume
 ϕ facteur d'hétérogénéité, nous retenons les expressions citées par Yan [98] :

$$\phi = 67,44 \exp\left(-45,5 \frac{T_{ct} - T_L}{T_{ct}}\right) \quad \text{pour l'eau, Gerum et al [42]}$$

$$\phi = 10^{-4} \quad \text{pour le CFC113, Maeno et al [68].}$$

Les résultats ainsi obtenus sont donnés dans le tableau IV-1-2 pour l'écart à l'équilibre estimé à partir des mesures ($\Delta P = P_v(T_L) - P_L$) pour la chute de pression à l'ouverture de la vanne, puis pour une valeur supposée constante de cet écart.

	EAU	CFC113
ΔP (10^5 Pa)	0,04	0,15
R_c (10^{-6} m)	6	1
J^*/N^* (s^{-1})	0	0
ΔP (10^5 Pa)	1	1
R_c (10^{-6} m)	1	0,2
J^*/N^* (s^{-1})	$5 \cdot 10^{-91}$	$1 \cdot 10^{-25}$

Tableau IV-1-2 : Comparaison des taux de nucléation hétérogène pour l'eau et le CFC113.

Ces résultats montrent un taux de nucléation, pour un même nombre de sites de nucléation, plus élevé pour le CFC113 que pour l'eau. Ils traduisent essentiellement les propriétés thermodynamiques des fluides : à l'approche du point critique, la limite thermodynamique de surchauffe diminue. La tension superficielle de l'eau est nettement plus élevée : le travail pour la formation d'un noyau critique est donc plus important, malgré un facteur d'hétérogénéité plus faible.

Nucléation d'un liquide avec un faible degré de surchauffe

Les deux démarches envisagées ci-dessus conduisent à des conclusions contradictoires. Aussi, nous avons comparé les différents fluides sur la base du modèle d'autovaporisation proposé par Yan [98]. Il s'agit à nouveau d'estimer le diamètre initial et la fréquence des bulles formées à la paroi.

Nous proposons d'utiliser les mêmes expressions que précédemment pour la définition du diamètre initial des bulles (elles permettent de différencier eau et CFC).

La fréquence est estimée à partir des résultats de Yan qui propose d'exprimer cette grandeur en fonction du groupe adimensionnel qui permet de traduire l'influence du degré de surchauffe et de la pression :

$$\frac{T_L - T_{\text{sat}}(P_L)}{T_{\text{ct}} - T_{\text{sat}}(P_L)} \frac{T_{\text{sat}}(P_L)}{T_{\text{ct}}}$$

L'extrapolation de ces résultats expérimentaux à nos conditions expérimentales, et aux CFC, nous permet de calculer les fréquences de départ des bulles. Pour cela, nous avons retenu d'abord les valeurs de $(T_L - T_{\text{sat}}(P_L))$ mesurées expérimentalement, puis un même écart d'équilibre de 1°C. Les résultats sont présentés dans le tableau IV-1-3.

	EAU	CFC11	CFC113
D_d (10^{-3} m)	0,55	0,17	0,22
ΔT ($^{\circ}\text{C}$)	0,5	1	1,5
f_d (s^{-1})	0	90	200
J_d (m^3/s)	0	$2 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-9}$
ΔT ($^{\circ}\text{C}$)	1	1	1
f_d (s^{-1})	20	90	115
J_d (m^3/s)	$1,7 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$6 \cdot 10^{-10}$

Tableau IV-1-3 : Comparaison de la nucléation pour un faible degré de surchauffe pour les trois fluides utilisés.

Nous avons constaté que les écarts estimés expérimentalement sont très faibles ; par conséquent le taux de nucléation calculé pour l'eau est nul. Par contre, le même calcul montre que la nucléation semble, pour un même écart à l'équilibre, favorisée dans le cas de l'eau. Remarquons que les différences entre les deux réfrigérants restent faibles. De plus la différence entre les deux CFC, qui apparaît dans ce tableau pour les écarts à l'équilibre estimés à partir des mesures, n'est pas vérifiée pour tous les essais.

IV-1-1 b Résultats présentés dans la littérature

Peu d'auteurs évoquent les mesures dans le réservoir lors de la description d'écoulements diphasiques. Nous pouvons tout de même comparer ces phénomènes aux descriptions proposées par Friedel et Molter [40] pour la vidange en phase liquide d'un réservoir de gaz liquéfiés sous pression.

Nous retiendrons de ces travaux les essais de dépressurisation en fond de réservoir pour le CFC114. Ces essais sont réalisés dans un réservoir en verre de 1,7 l et sont filmés. Dans ces conditions, ces auteurs observent une pression qui chute brutalement puis remonte et diminue plus lentement. Il faut noter que cette chute de pression est nettement plus importante que celle que nous observons lors de nos expériences : toujours supérieure à 10^5 Pa pour une pression initiale de $8,4 \cdot 10^5$ Pa. Cependant la durée et l'amplitude de cette variation dépendent fortement du diamètre de sortie : la chute de pression est deux fois plus importante pour un orifice de 10 mm qu'avec un orifice de 1,8 mm (respectivement 35 et 17% de la pression initiale).

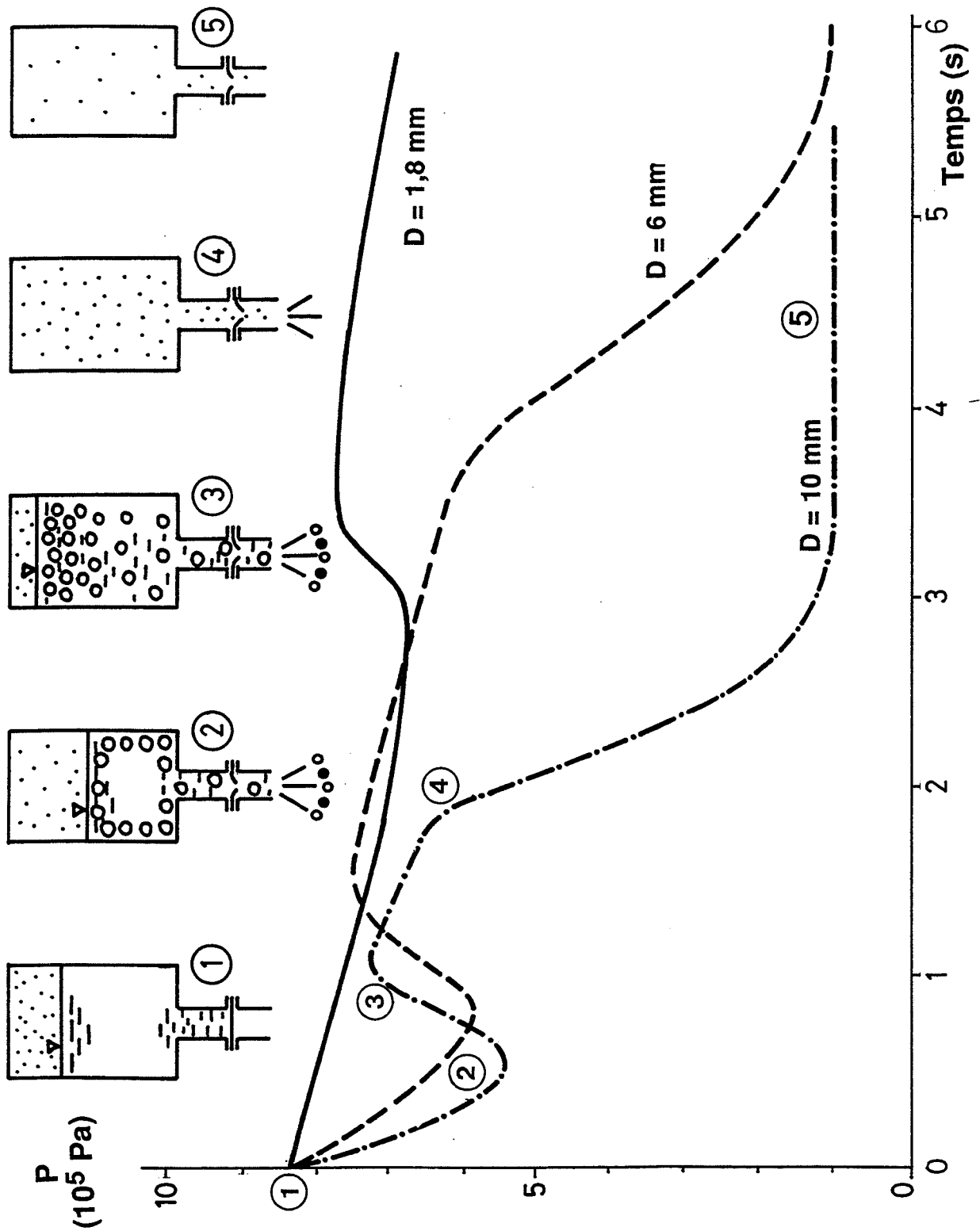


Figure IV-1-2 : Evolution de la pression dans le réservoir, mesures pour différents diamètres de sortie et interprétations proposées par Friedel et Molter [40]

Ces résultats, ainsi que l'explication de ces phénomènes proposée par ces auteurs, sont représentés sur la figure IV-1-2. La diminution de pression lors de l'ouverture de la vanne provoque la surchauffe du liquide ; celui-ci se vaporise et les bulles entraînent alors le liquide et provoquent une remontée du niveau dans le réservoir et une augmentation de la pression.

Dans le même article, Friedel et Molter présentent les pressions mesurées par Ardron lors de la vidange d'un réservoir de 15 l avec de l'eau saturée à $4,25 \cdot 10^5$ Pa avec un diamètre de sortie de 25 mm. Les variations en début d'expérience sont similaires à celles observées par Friedel : chute lors de l'ouverture puis remontée de la pression ; cependant la diminution de pression lors de l'ouverture n'est que de $0,3 \cdot 10^5$ Pa (7%).

Nous pouvons aussi citer les résultats expérimentaux utilisés par Moody [72] avec une pression initiale d'environ $85 \cdot 10^5$ Pa, sur lesquels on observe une chute de pression d'environ 20%.

IV-1-1-c Interprétations de nos résultats et conclusions

Les deux méthodes envisagées pour estimer la nucléation par activation de cavités à la paroi montrent une vaporisation favorisée dans le cas de l'eau. Cet élément peut expliquer pourquoi la chute de pression à l'ouverture de la vanne est plus faible pour les expériences avec de l'eau que pour les CFC, pour lesquels la nucléation semble nécessiter un écart à l'équilibre plus important.

Ce résultat doit être nuancé dans la mesure où seule la formation des bulles a été étudiée. Or, le modèle de Yan nécessite de quantifier le nombre de sites activables : il montre que cette grandeur dépend du rayon critique (l'activabilité augmente si le rayon critique diminue), ce qui peut favoriser la nucléation des CFC. En aval, il faudrait aussi comparer le grossissement des bulles.

D'autre part, nous avons constaté que les degrés de surchauffe qui peuvent être estimés à partir de nos mesures expérimentales ($<1^\circ\text{C}$) conduisent à des écarts plus faibles que ceux mentionnés par ailleurs (au minimum 2 à 3°C). Ainsi, la méthode préconisée par Yan ne prévoit pas de vaporisation pour un si faible écart.

Enfin, nous pouvons remarquer que les résultats publiés par Friedel avec du CFC114 semblent montrer une chute de pression plus importante que les mesures effectuées avec de l'eau. Il faut cependant remarquer que pour ces essais, le volume du réservoir utilisé est aussi plus petit.

Cette dernière remarque nous conduit donc à analyser l'influence de la géométrie. Il est assez évident que la nucléation est favorisée si la chute de pression à l'ouverture est plus importante. Cet élément permet d'expliquer les mesures effectuées avec les deux diamètres : avec $D = 16$ mm la

pression chute rapidement à l'ouverture mais présente aussi par la suite peu d'oscillations. Les essais avec différents taux de remplissage se différencient uniquement par le phénomène d'oscillations.

Or, il est important de noter que l'ensemble de ces études ne permettent pas d'interpréter les oscillations dans la phase vapeur. Les différentes modélisations envisagées pour la nucléation permettent d'estimer un écart à l'équilibre à l'ouverture de la vanne mais rien ne permet d'envisager qu'un tel écart puisse exister après le début de la nucléation. D'autre part, parmi les autres mesures que nous avons pu étudier, aucune ne semble présenter le même phénomène. Auquel cas, ce pourrait être un phénomène spécifique à notre montage expérimental.

IV-1-1-d Température de la vapeur des CFC

Nous avons aussi constaté que la température de la vapeur des CFC reste relativement stable durant la vidange alors que celle de l'eau est en équilibre avec la pression mesurée. Même si ce phénomène ne semble pas influencer l'écoulement, nous pouvons remarquer que les échanges thermiques sont nettement plus faibles dans la vapeur pour les CFC que pour l'eau. Nous proposons pour cela de comparer les coefficients de diffusivité thermique dans le gaz pour l'eau et le CFC11 (Tableau IV-1-4).

	EAU	CFC11
α_G (m ² /s)	5,6 10 ⁻⁵	7,7 10 ⁻⁷

Tableau IV-1-4 : Comparaison des coefficients thermiques relatifs au gaz à 4 10⁵ Pa.

Le rapport 100 existant entre ces deux grandeurs peut, à notre avis, expliquer les évolutions différentes de la température de la vapeur dans le cas de l'eau ou des CFC.

L'hypothèse de convection naturelle, avec une même différence de température, conduit à des coefficients d'échange quasi-identiques pour ces deux fluides.

IV-1-2 VAPORISATION DANS LE RÉSERVOIR

L'ouverture de la vanne crée une brusque détente dans le réservoir. Cette diminution de pression est compensée par la vaporisation d'une certaine quantité d'eau. L'énergie nécessaire à cette vaporisation est fournie par la chaleur sensible du liquide et provoque une diminution de la température de l'eau. Plus la masse de liquide est importante, plus cette diminution de température est limitée ; ce qui explique notamment les évolutions de températures différentes en fonction du taux de remplissage.

Nous avons constaté l'existence d'une première partie où la température de l'eau reste pratiquement stable avec parfois une légère augmentation. Le phénomène qui nous paraît le plus probable pour expliquer ce réchauffement est un mauvais mélange dans le réservoir avant le début de l'expérience.

Une stabilité de la température en début d'expérience n'est, par contre, pas incompatible avec notre interprétation. Il est effectivement envisageable que, durant cette partie, seule une fraction du liquide en surface participe à la vaporisation.

IV-1-2 a Construction du modèle

Nous proposons donc de quantifier l'influence de la vaporisation dans le réservoir sur les conditions initiales mais aussi sur les variations des débits en cours de vidange. Pour cela, nous nous appuyons essentiellement sur la démarche proposée par Moody [72] pour modéliser l'évolution instationnaire du réservoir (présentée en I-3-1-c). Les hypothèses sont, en ce qui concerne le réservoir :

- i température homogène
- ii pression homogène, la pression due à la hauteur de liquide est négligée
- iii équilibre thermodynamique : la pression est la pression de vapeur saturante
- iv adiabaticité
- v l'énergie cinétique dans le réservoir reste négligeable.

Pour l'estimation du débit, Moody utilise un modèle avec glissement et frottements à la paroi. Nous avons choisi, pour notre part, d'utiliser le modèle IHE pour quantifier l'écoulement. Cela revient à garder la plupart des hypothèses (i à iv) pour la modélisation de la conduite en supposant en plus que :

- vi les deux phases ont la même vitesse
- vii les frottements à la paroi sont négligeables.

La relation de Clapeyron – pression et température sont en équilibre – et l'expression de l'énergie interne nous permettent de réécrire la relation proposée par Moody pour les variations dans le réservoir. Les équations utilisées pour les variables thermodynamiques sont fonction de la température ; nous avons donc retenu cette grandeur pour exprimer les variations dans le réservoir.

$$dP = \frac{h_{LG}}{v_{LG}} \frac{dT}{T}$$

$$\frac{dT}{dt^*} = - \frac{\left((h_E - h_L) \frac{v_{LG}}{h_{LG}} + v_L \right) G}{\left\{ (v_{Lini} - v_L M^*) \left(\frac{h_{LG}'}{h_{LG}} - \frac{v_{LG}'}{v_{LG}} \right) - \left(v_L' + \frac{v_{LG}}{h_{LG}} h_L' \right) \right\} - \frac{v_{Lini}}{T_0}}$$

où $f' = \frac{df}{dT}$

toutes les grandeurs sont à saturation,

v_{Lini} volume massique du liquide à la température initiale – avant ouverture de la vanne.

h_E l'enthalpie du fluide qui entre dans la conduite, pour laquelle nous ne retenons que les expressions pour :

un liquide saturé $h_E = h_L(T_0)$

un mélange diphasique homogène $h_E = h_L(T_0) + \frac{h_{LG}}{v_{LG}} \left(\frac{v_{Lini}}{M^*} - v_L \right)$

La démarche consiste alors, à partir d'un état initial dans le réservoir, à calculer un débit dans la conduite. Celui-ci modifie les conditions (pression, température et enthalpie du fluide, ainsi que la fraction de vapeur pour le deuxième cas considéré) dans le réservoir qui deviennent conditions initiales pour un nouveau calcul de débit.

Discussion des hypothèses pour la partie réservoir

i à iii : La pression et la température sont à l'équilibre ; la pression hydrostatique est négligée.

Nos résultats expérimentaux montrent que la pression est en équilibre avec la température mesurée dans la vapeur pour les essais avec l'eau. De plus, les évolutions des mesures effectuées dans le haut et le fond du réservoir sont identiques : l'écart à l'équilibre est donc constant si on néglige la pression hydrostatique. L'influence de la pression hydrostatique reste aussi limitée du fait de la faible hauteur dans le réservoir. Cependant, nos résultats expérimentaux, mesures dans la phase vapeur et liquide, seront comparés aux estimations du modèle en choisissant comme valeur initiale la température du liquide.

iv : les échanges de chaleur à la paroi du réservoir sont négligés.

Cette hypothèse est réaliste dans la mesure où la vidange ne dure pas plus de 3 minutes (cas extrême pour les CFC à faible pression), temps très court pour envisager des transferts thermiques. Si des différences de température existent entre le liquide et la paroi, elles restent inférieures à 5°C (écart maximal mesuré entre la température de l'huile dans le thermostat et celle du liquide dans le réservoir).

v : l'énergie cinétique dans le réservoir est négligée.

Cette simplification concerne surtout l'estimation du débit, qui sera détaillée plus tard.

Expression de l'enthalpie du fluide qui entre dans la conduite.

Rappelons que pour le mélange diphasique homogène, cette expression résulte d'une équation de conservation du volume total dans le réservoir, on suppose alors que gaz et liquide sont parfaitement mélangés dans le réservoir, la vapeur ne se sépare pas du liquide. Cette hypothèse doit donc être perçue comme un cas limite.

IV-1-2 b Résultat du modèle

Ce modèle nous permet bien entendu d'étudier l'influence de la vaporisation dans le réservoir mais aussi de quantifier l'influence de la qualité initiale lors du calcul du débit avec un modèle IHE.

Nous proposons de comparer nos résultats en fonction de la variation de masse dans le réservoir ($\Delta M/M_{\text{init}}$ soit $1-M^*$ avec la notation de Moody). Effectivement, ce paramètre nous permet de comparer les conditions en amont indépendamment du débit de vidange, ce qui ne serait pas le cas pour une comparaison en fonction du temps. Étant données la faible masse volumique du gaz et les faibles variations de température, ce paramètre est très proche du taux de vapeur exprimé en volume dans le réservoir (α).

Moody montre des variations de la pression initiale différentes selon l'option choisie, liquide ou mélange homogène diphasique, pour l'état du fluide à l'entrée de la conduite. Nous avons représenté sur la figure IV-1-3 ces évolutions en fonction du paramètre adimensionnel $\Delta M/M_{\text{init}}$, pour l'eau et les deux CFC pour une pression initiale voisine de $4 \cdot 10^5$ Pa.

Nous pouvons constater une différence importante entre les deux cas étudiés, liquide ou diphasique à l'entrée dans la conduite. Cet écart est d'autant plus important que la masse évacuée et donc la fraction volumique augmente.

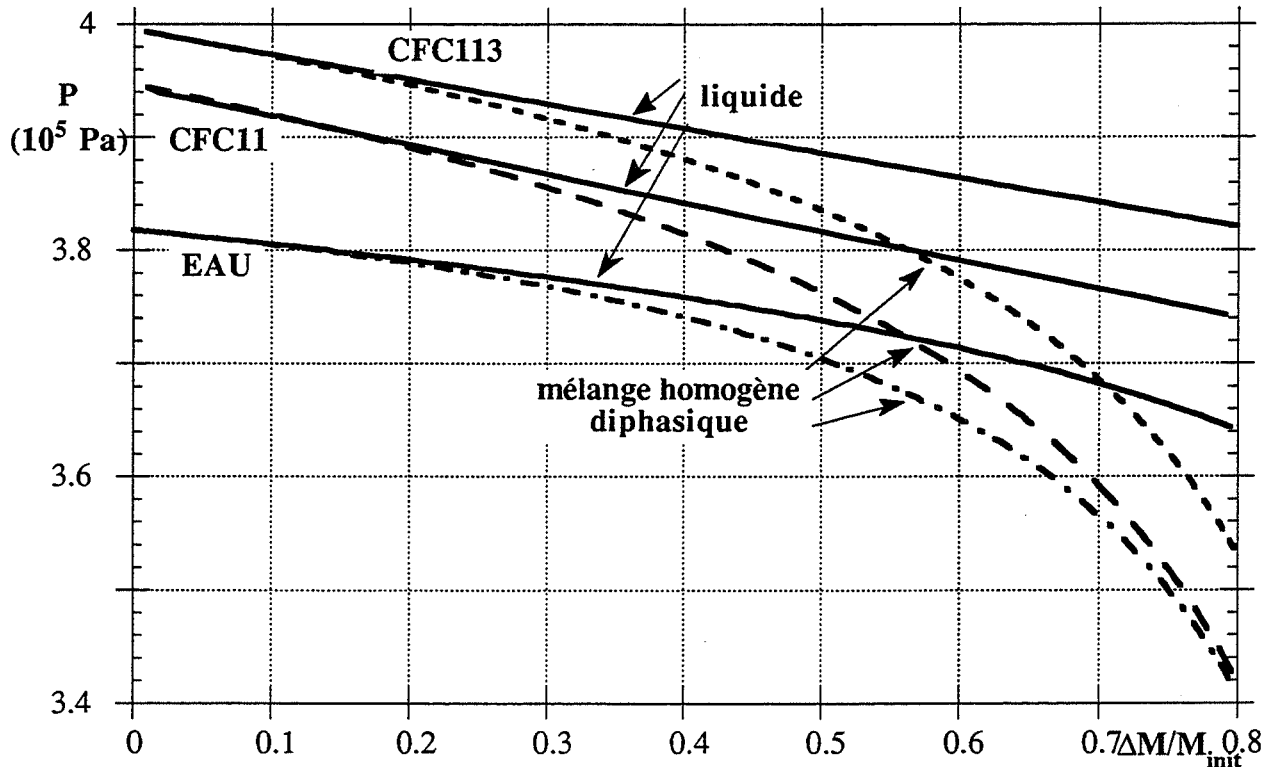


Figure IV-1-3 : Evolutions de la pression dans le réservoir pour les fluides utilisés en considérant pour le fluide entrant dans la conduite soit du liquide, soit un mélange homogène.

Les débits obtenus pour ce même cas de figure sont représentés sur la figure IV-1-4. Nous constatons alors des différences importantes lors de la prise en compte d'une phase vapeur à l'entrée. La chute de débit est nettement plus forte pour les CFC. Cette remarque demande à être nuancée. Effectivement les masses volumiques gazeuses des CFC sont environ 10 fois plus élevées que celle de la vapeur d'eau, la qualité à l'entrée est donc plus importante pour les CFC. Or cet élément n'apparaît pas sur cette première figure. Nous avons donc tracé les mêmes débits en fonction de la qualité considérée à l'entrée du tube sur la figure IV-1-5 ; nous pouvons constater que les variations de débits en fonction de la qualité initiale sont du même ordre de grandeur pour les trois fluides.

IV-1-2 c Comparaison expériences-modèles pour la partie réservoir

Nous proposons maintenant de comparer ces variations avec nos mesures expérimentales effectuées dans le réservoir. L'analyse des débits sera développée ultérieurement (§IV-2 et IV-3). Aussi dans le but de dissocier les phénomènes propres aux conditions initiales de l'évaluation des débits d'écoulement, nous avons encore choisi la variation de masse ($\Delta M/M_{\text{init}}$) comme base de comparaison. La variation de masse pour les résultats expérimentaux est calculée à partir de la

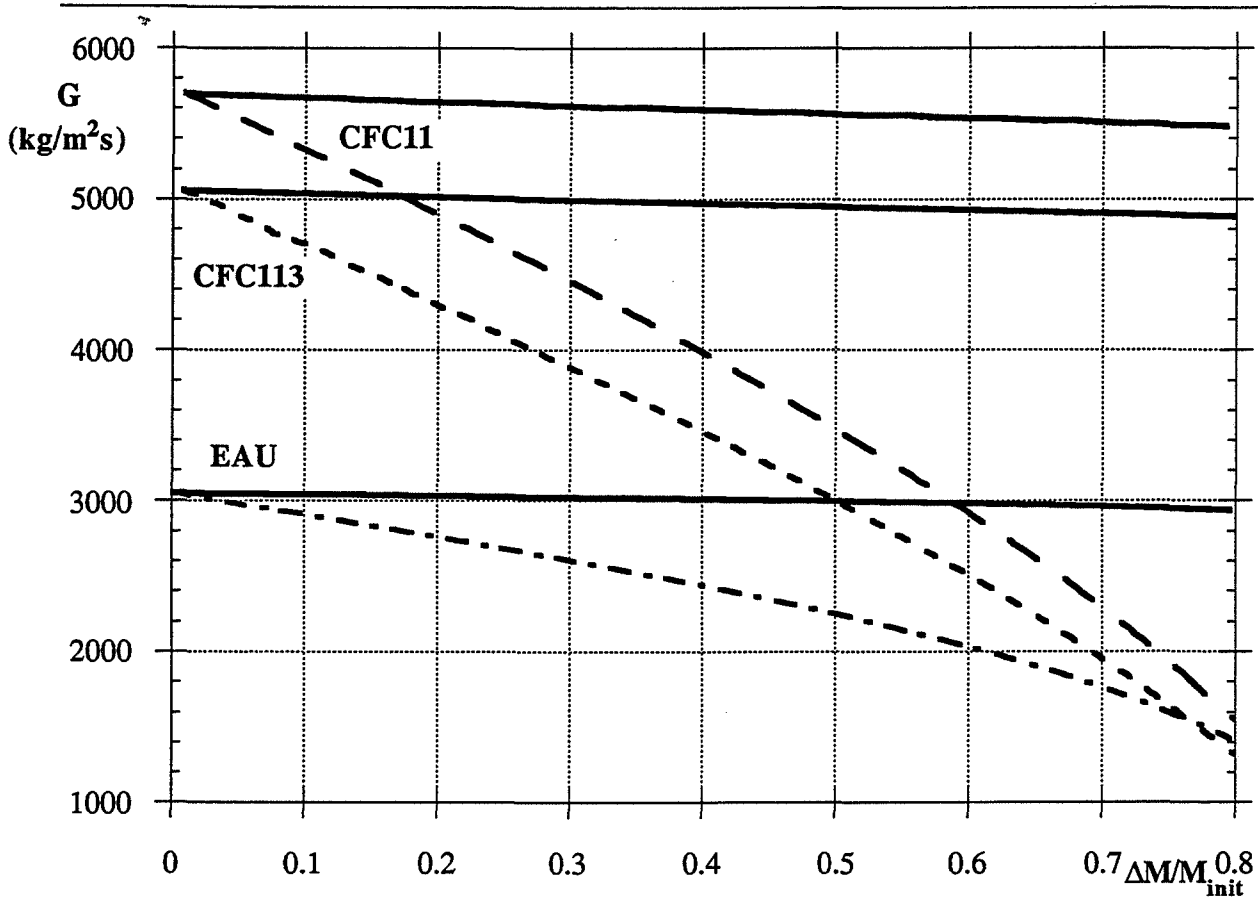


Figure IV-1-4 : Evolutions des débits pour les trois fluides utilisés, en considérant à l'entrée de la conduite soit du liquide, soit un mélange diphasique. Pressions représentées en IV-1-3.

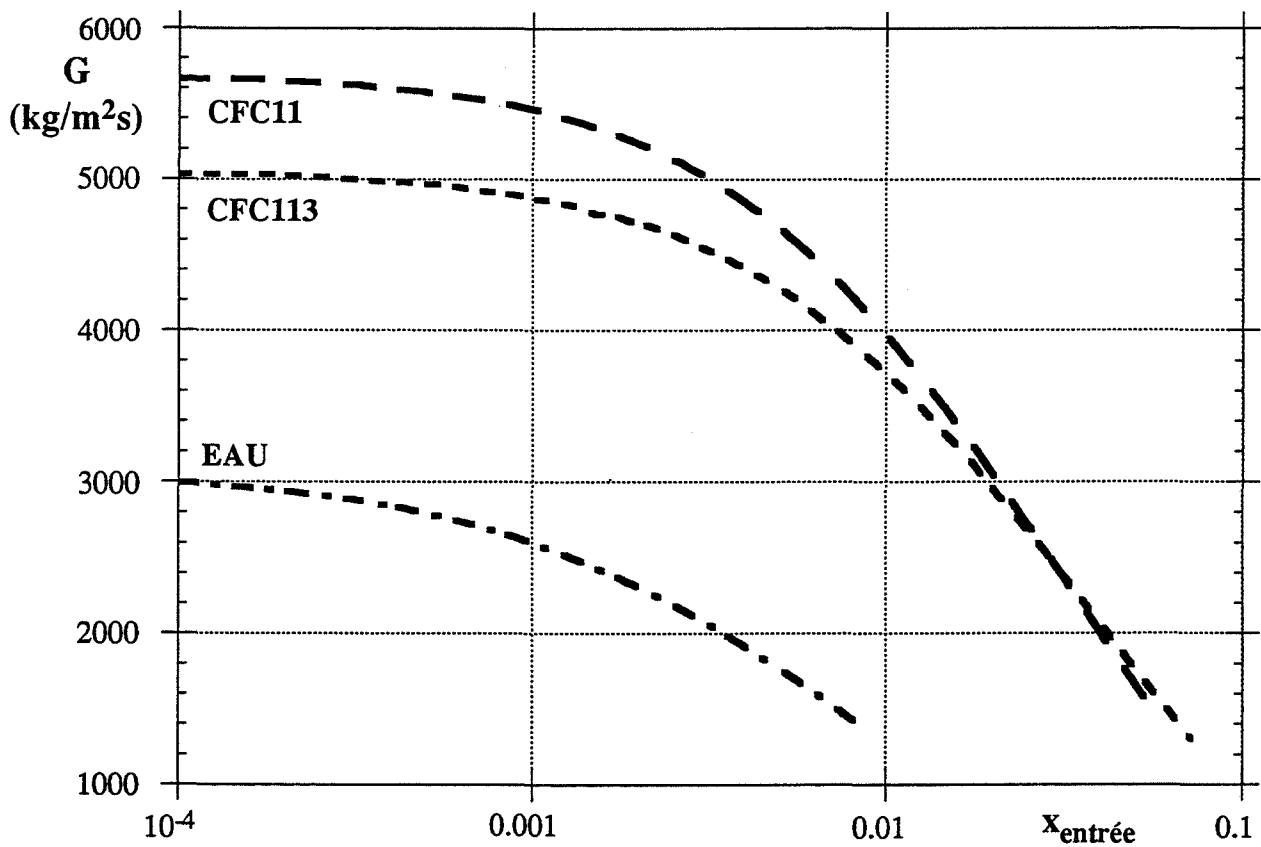


Figure IV-1-5 : Dans le cas d'une phase vapeur à l'entrée, mêmes débits que IV-1-4 en fonction de la qualité à l'entrée.

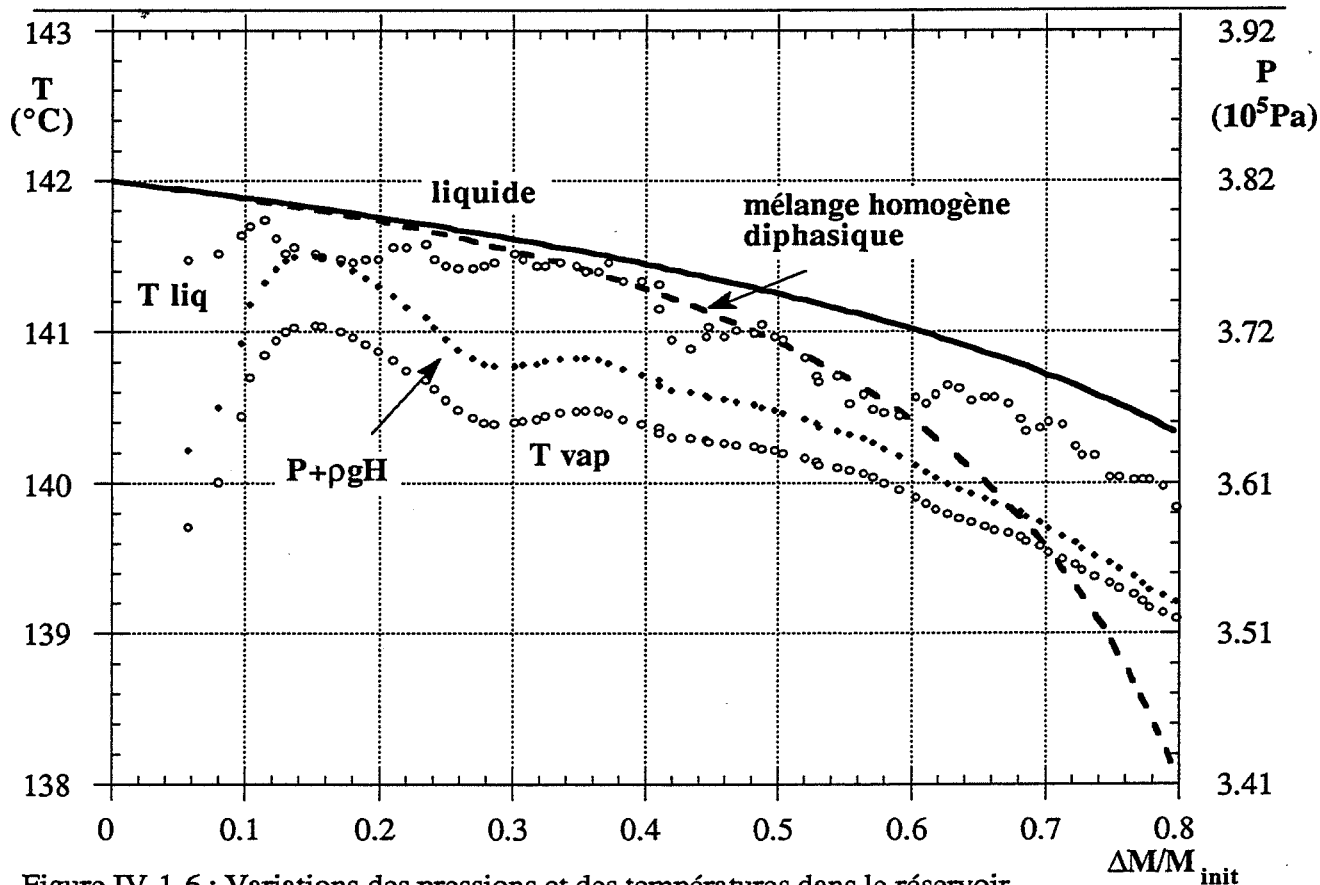


Figure IV-1-6 : Variations des pressions et des températures dans le réservoir.
EAU - D = 16 mm - L = 0,135 m

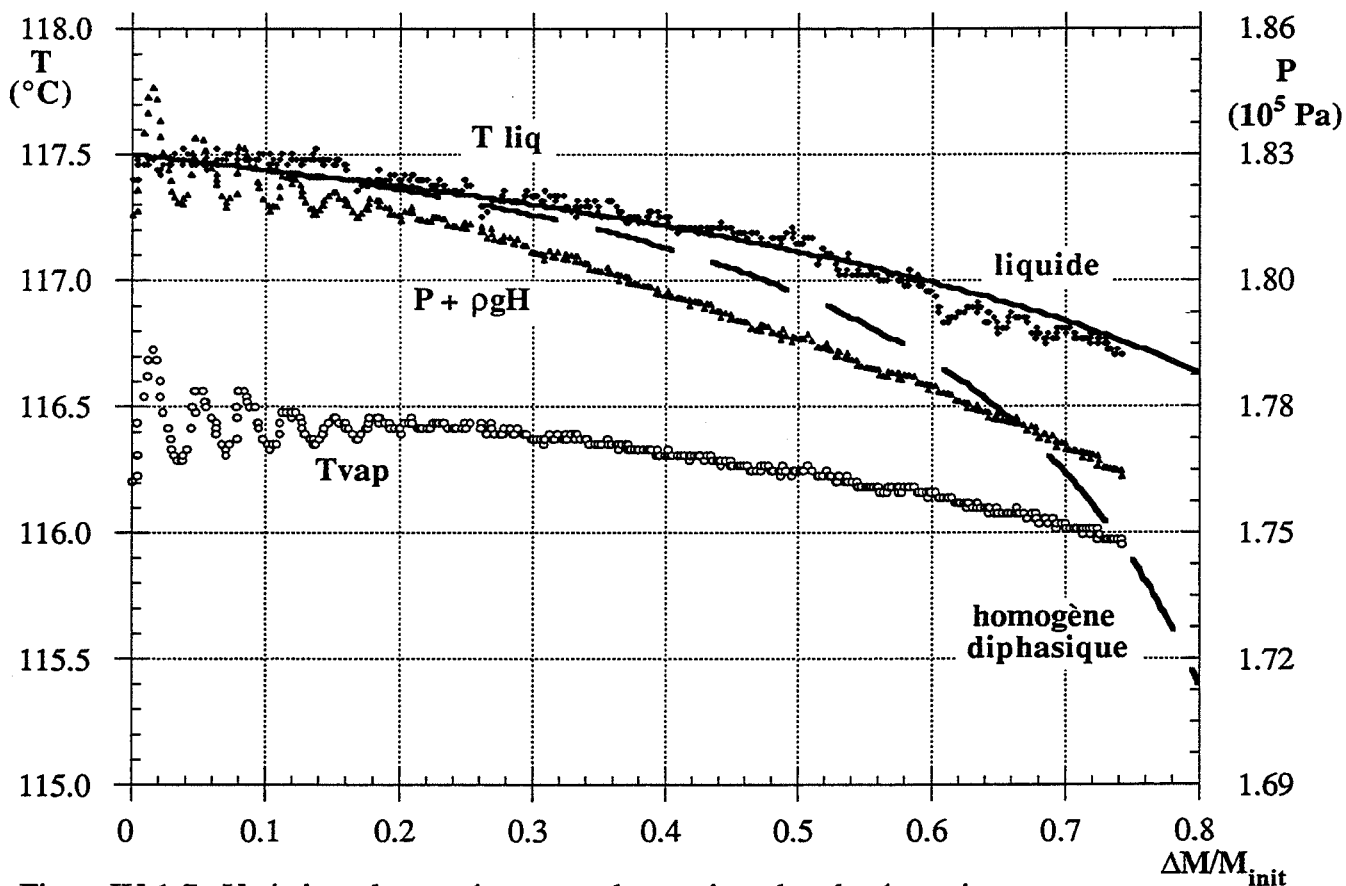


Figure IV-1-7 : Variations de températures et de pressions dans le réservoir.
EAU - D = 8 mm - L = 0,135 m.

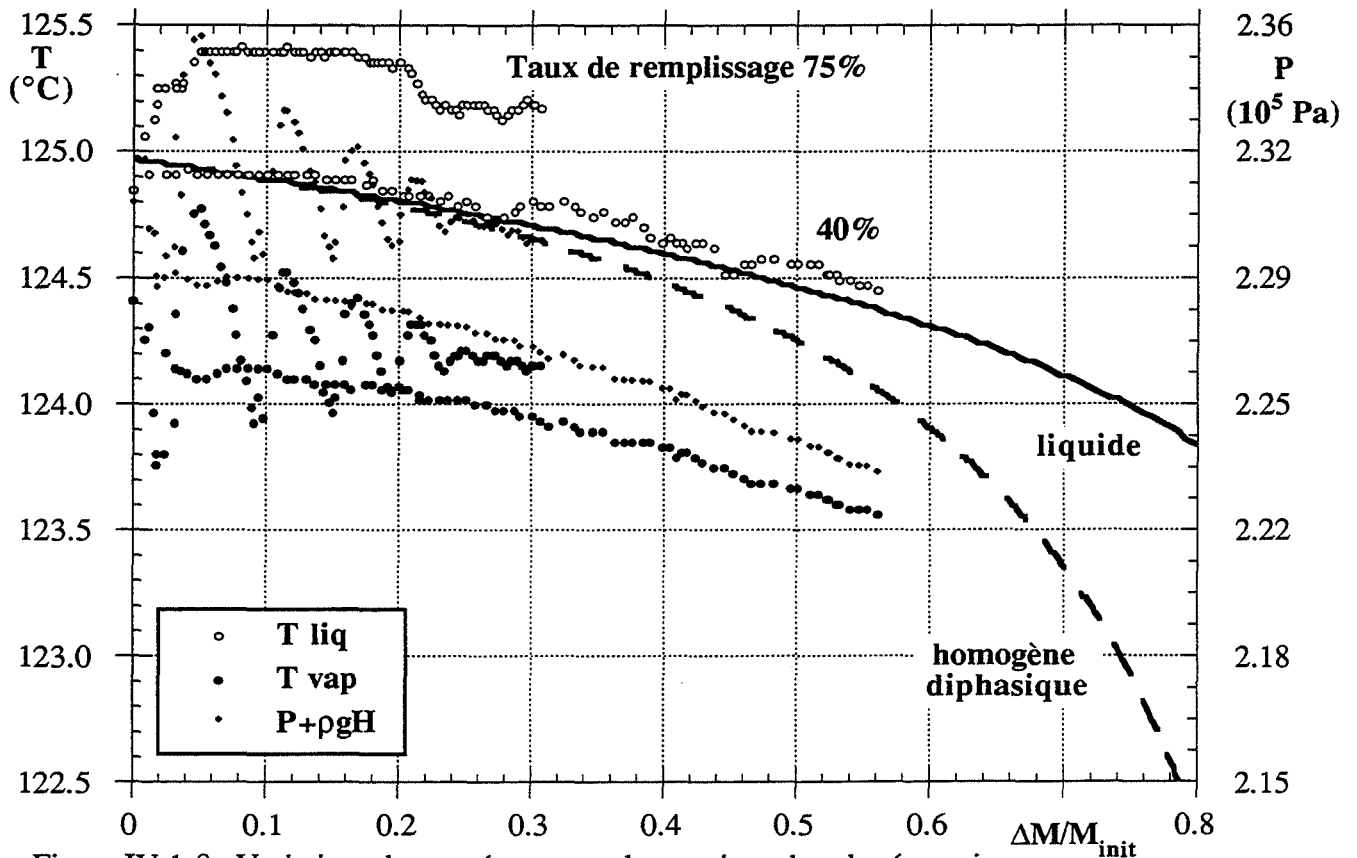


Figure IV-1-8 : Variations de températures et de pressions dans le réservoir.
Différents taux de remplissage
EAU - D = 12 mm - L = 0,345 m.

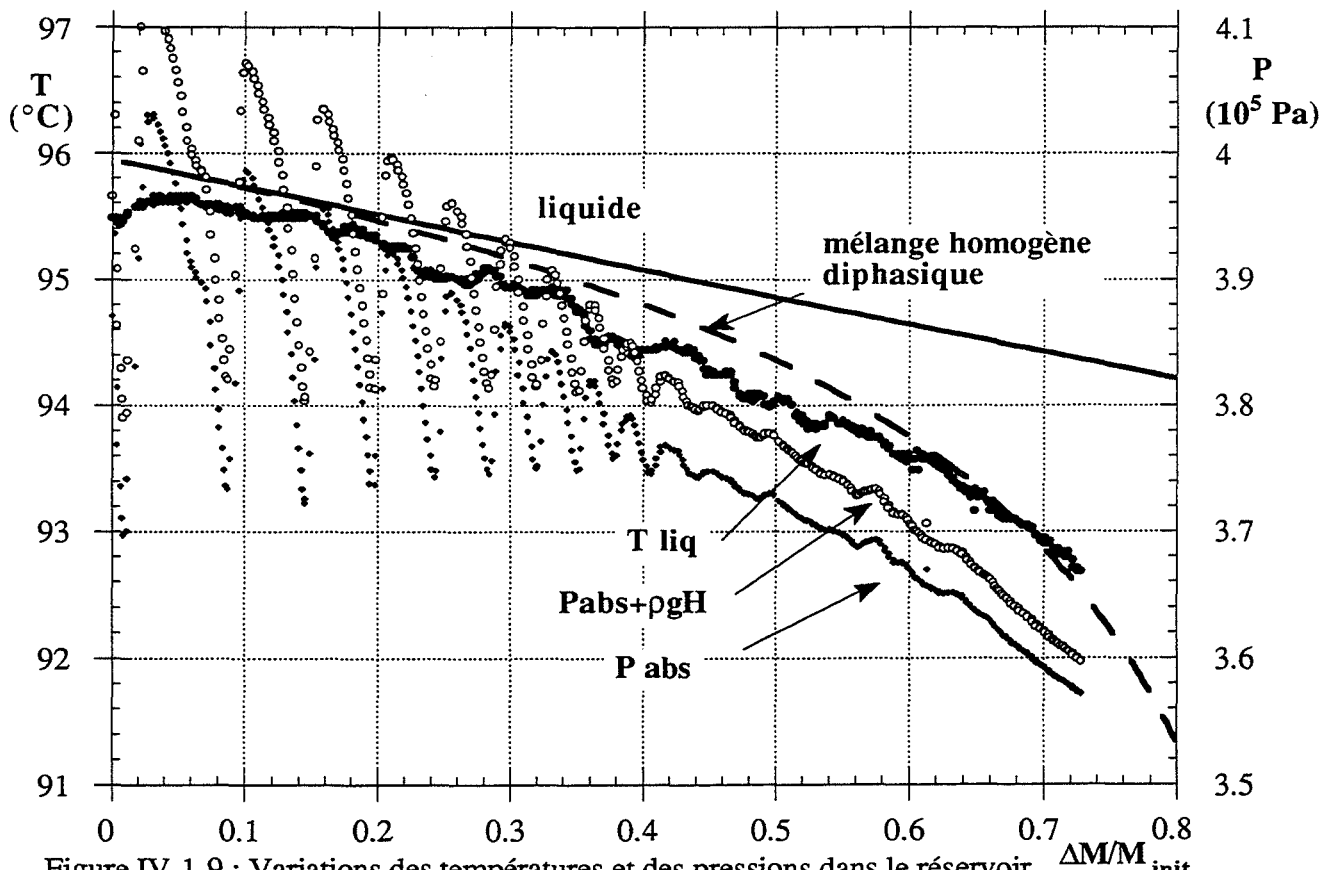


Figure IV-1-9 : Variations des températures et des pressions dans le réservoir
CFC113 - D = 8 mm - L = 0,595 m

mesure de la pression différentielle et des niveaux de liquide avant et après l'expérience. Les évolutions de mesures sont alors un peu moins régulières que pour les tracés en fonction du temps.

Nous avons tracé sur un même graphe :

- les évolutions de la pression ou de la température (hypothèse d'équilibre) au fond du réservoir calculées en considérant
 - * une séparation totale, liquide saturé
 - * un mélange parfait homogène diphasique;
- les mesures effectuées
 - * température du liquide,
 - * pression ou température de la phase vapeur,
 - * pression dans le liquide ($P + \rho g H$).

Les figures IV-1-6 et IV-1-7 permettent de comparer ces grandeurs dans le cas de l'eau, à forte et faible pression (nous avons retenu les géométries de conduite pour lesquelles les variations sont les plus importantes).

Nous faisons aussi apparaître les variations calculées en fonction du taux de remplissage (figure IV-1-8). Dans ce cas, un niveau initial plus faible implique (M_{init} plus petit), bien évidemment, une diminution de la variation de masse ($\Delta M/M_{init}$) plus rapide.

Enfin, la dernière comparaison (figure IV-1-9) concerne les évolutions mesurées des conditions amont pour une vidange avec le CFC113 à pression proche de $4 \cdot 10^5$ Pa, (cas pour lequel les écarts entre modèle et expérience sont les plus importants).

Nous constatons, et cela reste vrai quelles que soient les conditions expérimentales, que les diminutions des températures mesurées dans le cas de l'eau sont bien traduites par les variations calculées en considérant que seul du liquide entre dans la conduite. Avec les CFC, les mesures peuvent présenter une chute légèrement plus rapide intermédiaire entre les deux cas considérés.

Remarquons aussi que l'évolution de la pression du liquide est aussi comprise entre ces deux cas intermédiaires.

Il est clair, que tous les cas, les variations calculées avec l'hypothèse d'un mélange homogène à l'entrée sont exagérées au-delà de la vidange de 60% de la masse initiale.

IV-1-3 CONCLUSIONS

Les variations de pression observées à l'ouverture de la vanne nous ont amenés à nous intéresser aux problèmes de nucléation. Cette analyse a montré que la vaporisation semble favorisée dans le cas de l'eau par rapport aux CFC. Retenons aussi que nos mesures expérimentales correspondent à un degré de surchauffe très faible qui, selon ces modèles ne permettent pas la vaporisation dans le cas de l'eau.

Nous pouvons enfin remarquer que les mécanismes de nucléation peuvent expliquer une chute de pression à l'ouverture de la vanne mais ne permettent pas d'interpréter un phénomène périodique. Nous pouvons donc nous interroger si ces oscillations ne sont pas spécifiques à notre montage expérimental.

Ces différents éléments nous ont conduits à étudier les évolutions globales dans le réservoir en faisant abstraction de ce régime d'oscillations.

Nous retiendrons surtout que les températures mesurées dans le liquide sont bien décrites par les conditions d'équilibre. Nous avons constaté que l'écart entre le liquide et la vapeur reste constant, (c'est la vaporisation du liquide qui impose la pression) ; par conséquent, l'évolution des mesures dans la phase vapeur, en considérant la valeur moyenne de la pression, est aussi bien estimée par ces hypothèses. Les décroissances de température et de pression (de 10% au maximum) constatées expérimentalement s'expliquent par l'énergie nécessaire à la vaporisation. Dans le cas des CFC, il est parfois nécessaire de prendre en compte une certaine quantité de vapeur pour modéliser ces variations. Par contre, l'hypothèse d'un mélange homogène dans le réservoir en fin de vidange est parfaitement exagérée.

Dans tous les cas la pression d'équilibre du liquide présente plus de variations : les écarts à l'équilibre sont plus importants à la fin de l'expérience. Nous avons cependant constaté que ces écarts restent faibles.

Grâce au modèle de Moody modifié, nous disposons d'un nouvel outil pour analyser les débits obtenus expérimentalement dans la mesure où le modèle ainsi construit conduit à des grandeurs très différentes selon que le fluide est liquide ou diphasique à l'entrée de la conduite. Nous allons maintenant mener cette analyse selon deux axes en considérant d'une part les problèmes géométriques, puis l'influence de la nature du fluide.

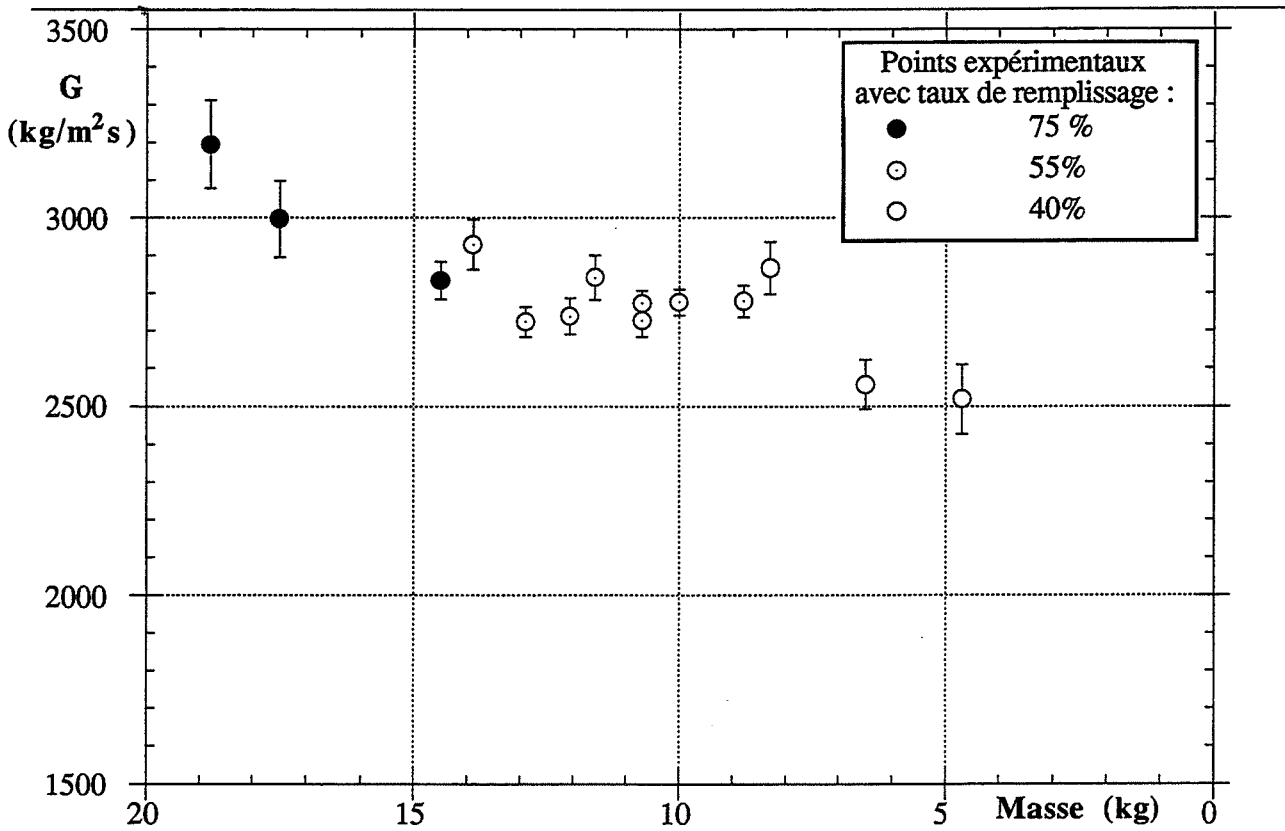


Figure IV-2-1 : Débits expérimentaux pour différents taux de remplissage en fonction de la masse dans le réservoir, calculée avec la pression différentielle, et moyennée pour 6s., intervalle de temps utilisé pour le calcul du débit

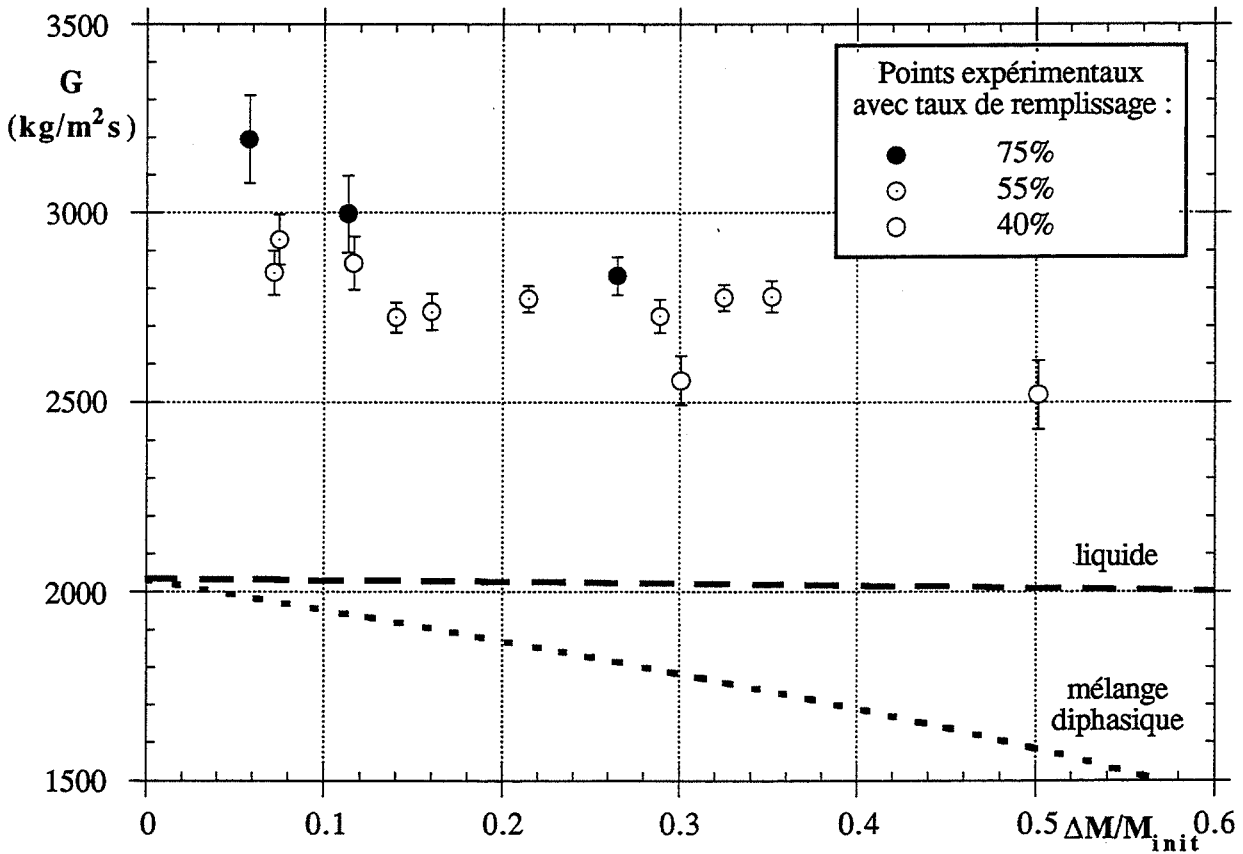


Figure IV-2-2 : Comparaison entre débits expérimentaux pour différents taux de remplissage et modèle IHE en considérant le fluide à l'entrée liquide ou diphasique.

IV-2 COMPARAISON EN FONCTION DE LA GÉOMÉTRIE.

Les différents résultats obtenus en faisant varier le taux de remplissage, le diamètre et la longueur de la conduite vont être analysés dans cette partie. Cependant l'étude de ces phénomènes n'est pas l'objectif principal de ce travail. Aussi, nous nous limiterons à l'explication de l'évolution des débits, dans la mesure où cela nous permet de connaître notre montage expérimental et peut avoir des conséquences lors de la comparaison suivant la nature des fluides.

Nous allons tout d'abord nous intéresser aux variations constatées avec différents niveaux de liquide puis aux essais avec les différentes conduites. Les explications proposées seront ensuite discutées en comparant nos résultats expérimentaux à ceux publiés par différents auteurs.

IV-2-1 TAUX DE REMPLISSAGE

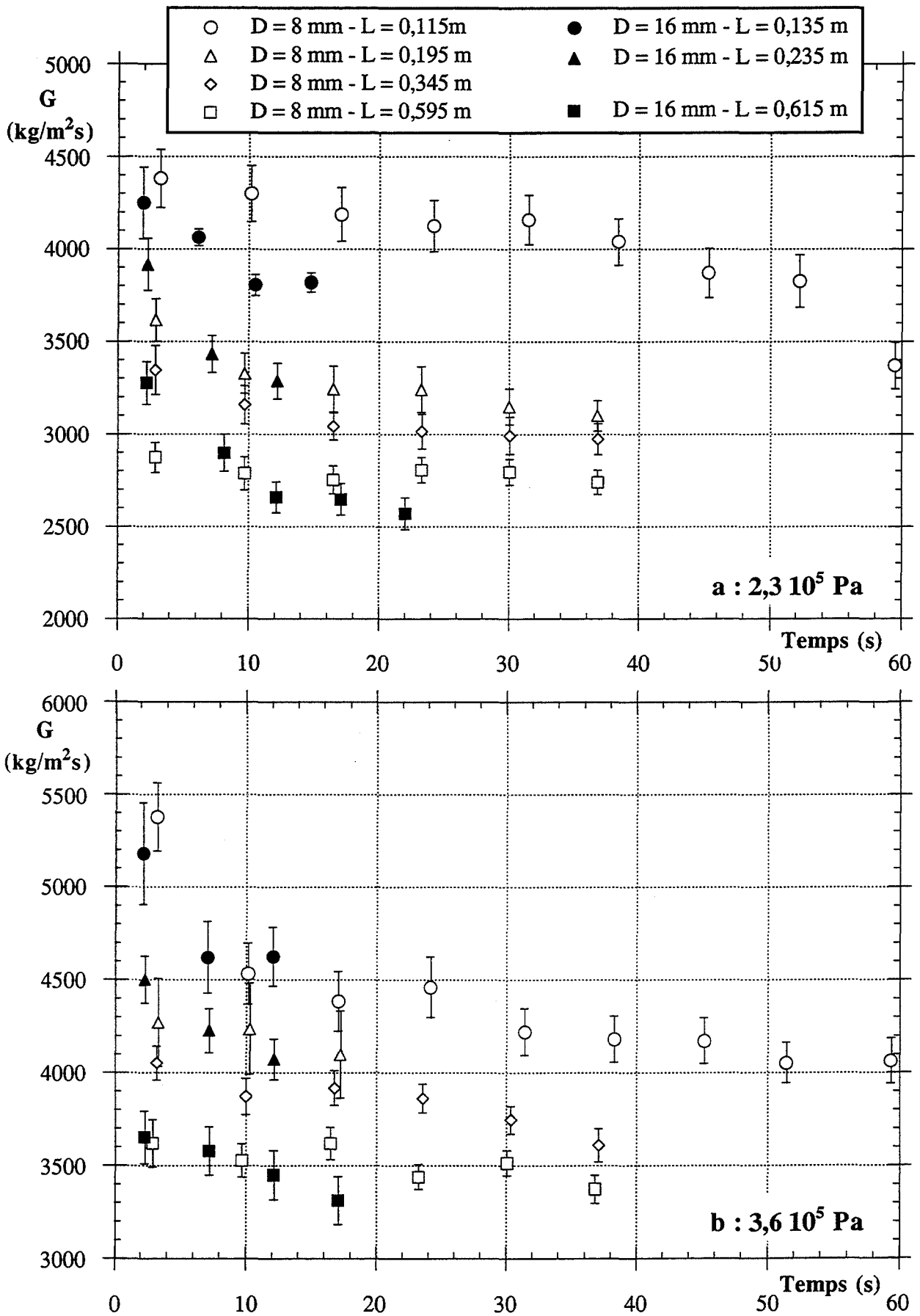
Les quelques essais réalisés avec différents taux de remplissage conduisent à des débits d'écoulement relativement différents. Ces écarts ne peuvent, nous l'avons vu, s'expliquer par l'influence de la pression hydrostatique.

L'ouverture de la vanne provoque une détente dans le réservoir compensée par la vaporisation du liquide. La quantité de vapeur nécessaire est alors quasiment la même quelle que soit la quantité de liquide ; il est donc évident que cette même quantité exprimée en pourcentage, taux de vaporisation ou qualité initiale, va varier avec le taux de remplissage (c'est-à-dire de la masse initiale).

Nous proposons donc d'analyser l'influence de ce paramètre sur le débit d'écoulement. Pour cela, nous utilisons les résultats du modèle présenté au IV-1-2 où la qualité à l'entrée de la conduite est calculée à partir d'un bilan de volume et donc avec l'hypothèse d'un mélange homogène dans le réservoir. Les débits expérimentaux et les débits calculés avec le modèle IHE en considérant le fluide liquide ou diphasique à l'entrée sont représentés sur la figure IV-2-2. L'abscisse retenue est, une fois de plus, la variation de masse dans le réservoir exprimée en pourcentage ($\Delta M/M_{\text{init}}$).

En considérant un mélange homogène liquide et vapeur à l'entrée du réservoir, nous retrouvons, globalement, la même évolution que celle de nos points expérimentaux : le rapport entre les débits obtenus et ceux calculés reste voisin de 1,5.

Nous ne pouvons prétendre que ce modèle reflète la réalité dans la mesure où l'hypothèse que gaz et liquide ne se séparent pas du tout est exagérée. Cependant, ce résultat est



Figures IV-2-3 : Débits en fonction du temps pour toutes les géométries, et deux pressions différentes.

intéressant dans la mesure où il montre que le taux de vapeur contenu dans le fluide à l'entrée de la conduite peut être à l'origine des variations de débit en cours d'expérience.

Cette interprétation n'est pas incompatible avec la figure IV-2-1 où on voit que les variations de débits sont corrélées avec la masse contenue dans le réservoir. Le fait que seule une partie du liquide, proche de la vapeur, participe à la vaporisation et donc que la qualité à l'entrée dépende de la hauteur de liquide dans le réservoir peut expliquer cet élément.

IV-2-2 GÉOMÉTRIE DE LA CONDUITE

Nous proposons ici d'étudier les débits pour une même pression initiale et pour les différentes géométries testées. Cette analyse nous amène à envisager deux hypothèses qui seront étudiées et comparées aux résultats issus de la bibliographie.

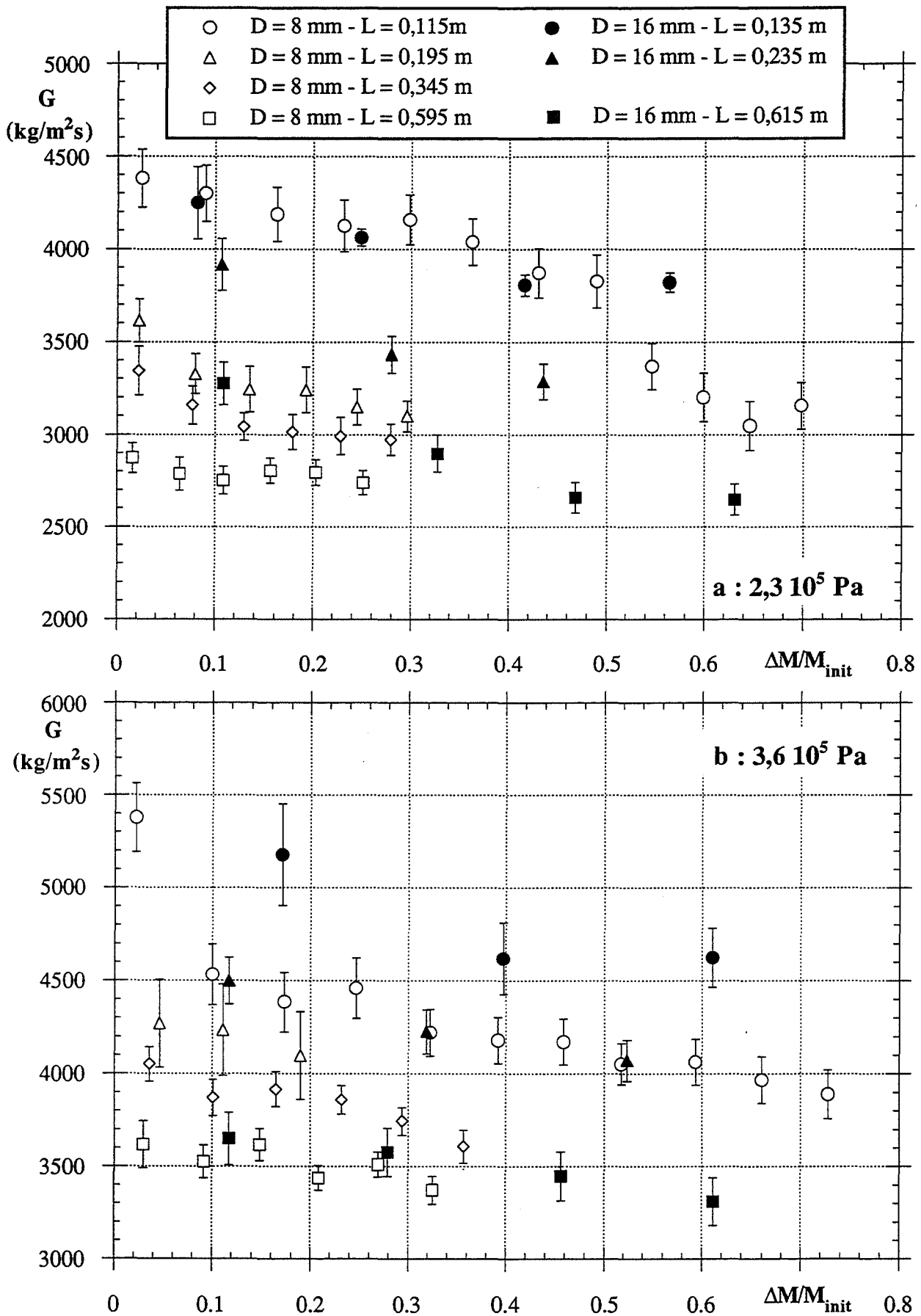
IV-2-2-a Evolutions des débits pour une même pression initiale

en fonction du temps

Les mesures de la pression différentielle présentent des évolutions non linéaires. Nous avons donc calculé plusieurs débits selon la méthode exposée en II-2-2 ; c'est à dire en choisissant un intervalle de temps conduisant à une erreur inférieure à 10%, avec un seuil de probabilité 0,95. Ceci nous conduit à calculer les débits pour 7 secondes dans les expériences avec le diamètre 16 mm et 5 secondes pour les essais avec le diamètre 8 mm. Les résultats ainsi obtenus sont tracés sur les figures IV-2-3 a et b en fonction du temps, pour les différentes géométries de conduite avec une pression initiale de, respectivement, $2,3 \cdot 10^5$ Pa et $3,6 \cdot 10^5$ Pa.

Ces deux figures montrent une diminution de débits en fonction du temps pour une même vidange. Cette évolution existe pour toutes les expériences.

Nous constatons que, quelle que soit la pression initiale, ces variations sont d'autant plus importantes que le tube est court : environ 25% pour les faibles longueurs et 10 % pour les plus longues. Hormis pour les conduites les plus courtes (0,1 m), cas discuté plus tard, l'évolution en fonction du temps ne semble pas dépendre du diamètre de la conduite.



Figures IV-2-4 : Débits en fonction de la variation de masse dans le réservoir pour toutes les géométries, et deux pressions différentes.

en fonction de la variation de masse dans le réservoir

Les diminutions observées en fonction du temps sont du même ordre de grandeur que celles mises en évidence lors des expériences avec différents taux de remplissage. Dans ce cas, la qualité initiale quantifiée par la variation de masse initiale $\Delta M/M_{\text{init}}$ peut expliquer ces évolutions. Nous travaillons ici avec le même niveau initial de liquide et la même pression, mais il est clair que la vitesse de vidange est différente selon le diamètre utilisé. Nous proposons donc de comparer ces mêmes évolutions de débits en fonction de la variation de masse dans le réservoir $\Delta M/M_{\text{init}}$ (figures IV-2-4 a et b).

Pour la pression la plus élevée et avec une longueur importante, les débits obtenus avec les deux diamètres s'alignent sur une même courbe en fonction de la variation de masse. Cependant cela n'est plus vérifié si la longueur de la conduite diminue et/ou pour une pression plus faible. Effectivement, dans ce cas les débits obtenus pour chaque diamètre sont nettement différenciés : pour une pression de $2,3 \cdot 10^5$ Pa et avec la conduite de longueur voisine de 0,2 m les débits obtenus avec le diamètre 16 mm sont supérieurs, en début d'expérience, d'environ 15% à ceux obtenus avec le diamètre 8 mm.

Il faut remarquer que notre interprétation basée sur le changement d'état du fluide à l'entrée de la conduite implique que c'est pour les plus faibles pressions et en début d'expérience que les résultats doivent être les plus fiables. La comparaison précédente nous conduit donc à conclure que le diamètre de la conduite a une certaine influence sur l'écoulement.

Cette influence peut, d'une part, provenir d'un effet plus ou moins marqué de la qualité initiale suivant le diamètre de la conduite. D'autre part, elle peut aussi être liée aux frottements, plus importants lorsque le diamètre est petit. La prise en compte de ceux-ci, telle qu'elle sera présentée en IV-3-3, permet effectivement de calculer un écart d'environ 10% entre les deux géométries pour une pression de $2,3 \cdot 10^5$ Pa (résultats en Annexe IV).

De plus, la variation de masse dans le réservoir n'est qu'une indication de la quantité de vapeur présente à l'entrée de la conduite. Il faudrait prendre en compte d'autres éléments pour une meilleure évaluation de ce paramètre : déterminer si tout le liquide ou seulement une fraction participe à la vaporisation (pas incompatible avec la modélisation des évolutions des températures du liquide dans le réservoir dans la mesure où les variations mesurées sont très faibles) ; et bien entendu considérer que vapeur et liquide se séparent et donc évaluer la vitesse de remontée des bulles au sein du liquide.

Remarquons enfin que pour l'ensemble des essais, les écarts entre les différentes géométries semblent aller en s'amenuisant en cours d'expérience. Cet élément confirme notre explication basée sur l'influence de la qualité en amont. Il suffit de se rappeler que les écarts à l'équilibre sont utilisés pour expliquer les différences de débits en fonction de la longueur. Or ces écarts sont notablement réduits en présence d'une phase gazeuse à l'entrée de la conduite.

Cas particulier de la longueur 0,1 m

Les mesures effectuées à la fin du tube ont permis de constater une brusque chute de température et il existe simultanément un changement de pente pour la pression différentielle en fonction du temps. Cette forte variation se retrouve bien évidemment sur les évolutions de débits.

Si nous comparons les résultats obtenus en fonction du diamètre pour cette longueur, il est intéressant de noter que c'est le deuxième régime, où les débits sont nettement plus faibles, qui se rapproche le plus des observations faites pour les autres longueurs, à savoir peu d'influence du diamètre pour les variations en fonction du temps mais débits différents en fonction de la variation de masse.

Ce dernier élément peut confirmer l'interprétation basée sur la présence d'une phase vapeur pour expliquer nos résultats expérimentaux : c'est à la fin de la vidange, quand la qualité peut jouer un plus grand rôle, que nous retrouvons les mêmes phénomènes que pour les autres géométries.

D'autre part, nous devons reconnaître les limites de notre montage expérimental. Effectivement, du fait d'un réservoir trop petit, nous pensons que le fluide entrant dans la conduite contient déjà des bulles de vapeur. Ceci est d'autant plus vrai que la vitesse de vidange est grande et donc avec le diamètre $D = 16$ mm. Par conséquent, nous sommes alors incapables de déterminer l'influence du diamètre sur la longueur de conduite nécessaire pour l'établissement de l'équilibre, phénomène concernant un fluide saturé mais exempt d'une phase vapeur.

Les comparaisons précédentes, selon le temps ou la variation de masse, permettent d'envisager deux conclusions plutôt contradictoires en ce qui concerne la sensibilité des débits aux différents paramètres. Si nous retenons les premières figures présentées, nous pouvons en déduire que les variations de débits sont indépendantes du diamètre utilisé ; il est alors plutôt difficile d'expliquer les diminutions de débits en cours d'expérience. Si nous expliquons ces variations par les conditions en amont et notamment la vaporisation dans le réservoir, nous constatons alors que l'écoulement dépend du diamètre de la conduite. Les écarts sont cependant relativement limités.

L'analyse proposée ci-dessus nous conduit à privilégier la deuxième interprétation. Nous proposons donc maintenant de discuter de cette explication en confrontant nos résultats expérimentaux à ceux issus de la bibliographie.

IV-2-2-b Comparaison avec les résultats publiés

Débits en fonction de la longueur

La plupart des études concernant le paramètre géométrique de la conduite sont faites avec un liquide à saturation, étant bien entendu que certains auteurs ne contrôlent pas la qualité à l'entrée. Notre interprétation des résultats expérimentaux nous a amenés à considérer que, en dehors du début de l'expérience, la qualité du fluide qui entre dans la conduite est positive. Aussi, nous sommes conduits à utiliser les débits au début de la vidange pour cette comparaison.

Intéressons nous tout d'abord aux variations du débit en fonction de la longueur de la conduite. Pour cela nous avons tracé nos résultats expérimentaux (divisés par l'estimation fournie par IHE, ce qui n'a aucune influence sur les variations en fonction de la longueur) et ceux publiés par quatre auteurs dans un domaine de pression proche de celui que nous avons utilisé (figure IV-2-5). Compte tenu des erreurs de mesure et du faible nombre de points, nous devons rester prudents en ce qui concerne cette comparaison. Nous pouvons cependant constater que nos variations de débit aux faibles longueurs sont légèrement plus importantes que celles mesurées par Uchida et Nariai [89] avec un diamètre de conduite $D = 4$ mm, mais plus faibles que celles obtenues avec un diamètre plus important.

Cette première figure montre aussi que nos points expérimentaux à $3,6 \cdot 10^5$ Pa sont plus faibles que l'ensemble des autres points, que ce soient nos débits à $2,3 \cdot 10^5$ Pa ou ceux publiés par les différents auteurs. Aussi, nous proposons maintenant de comparer les résultats obtenus en fonction de la pression.

Débits en fonction de la pression

Cette comparaison est faite pour une longueur de conduite proche de 0,6 m (figure IV-2-6). Nous avons tracé l'ensemble des points calculés pour nos expériences pour la vidange de 30% de la masse initiale, c'est à dire que chaque essai (5 pour chaque diamètre) est représenté par plusieurs points. De plus, nous avons tracé les débits estimés par le modèle IHE en considérant respectivement du liquide et un mélange diphasique homogène pour la même variation de la masse initiale à l'entrée de la conduite.

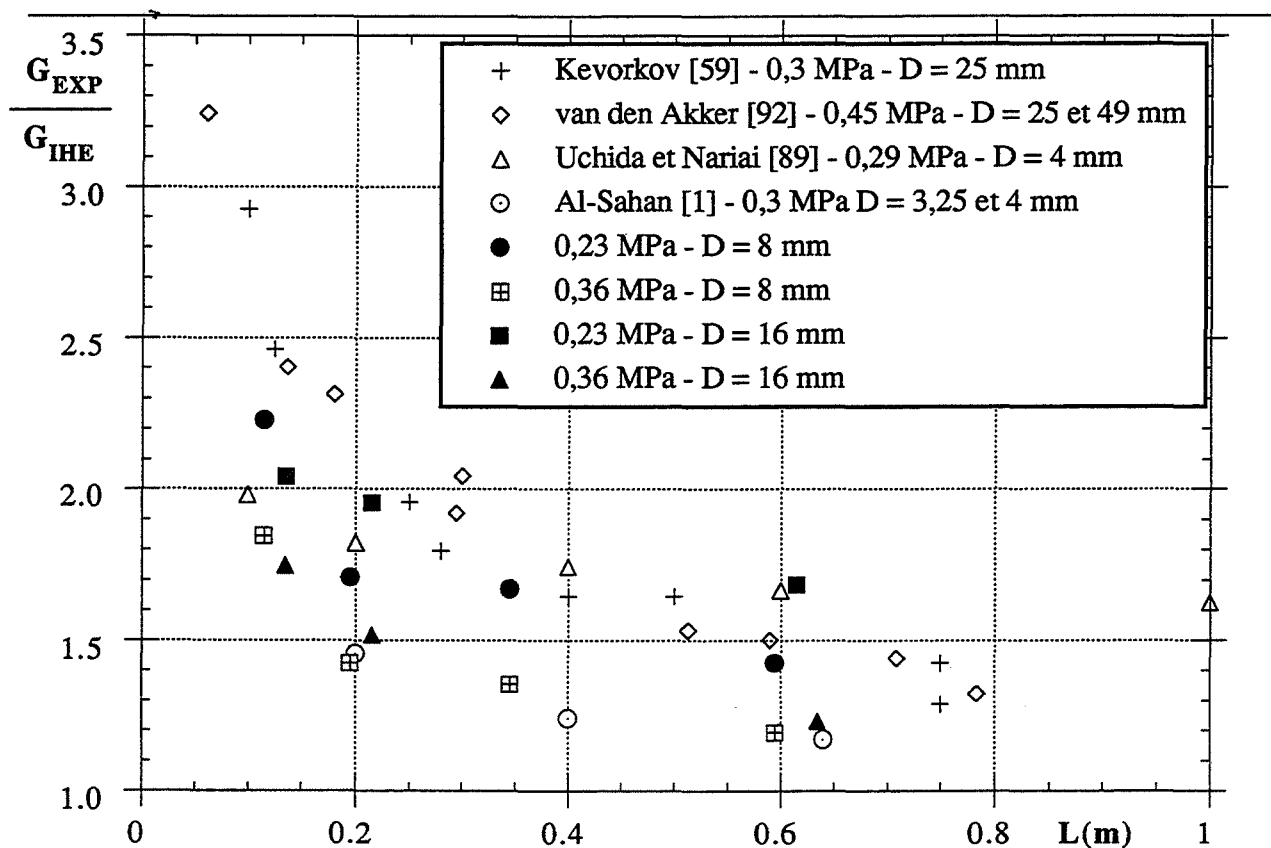


Figure IV-2-5 : Variation des débits en fonction de la longueur : comparaison de nos débits à ceux publiés par d'autres auteurs.

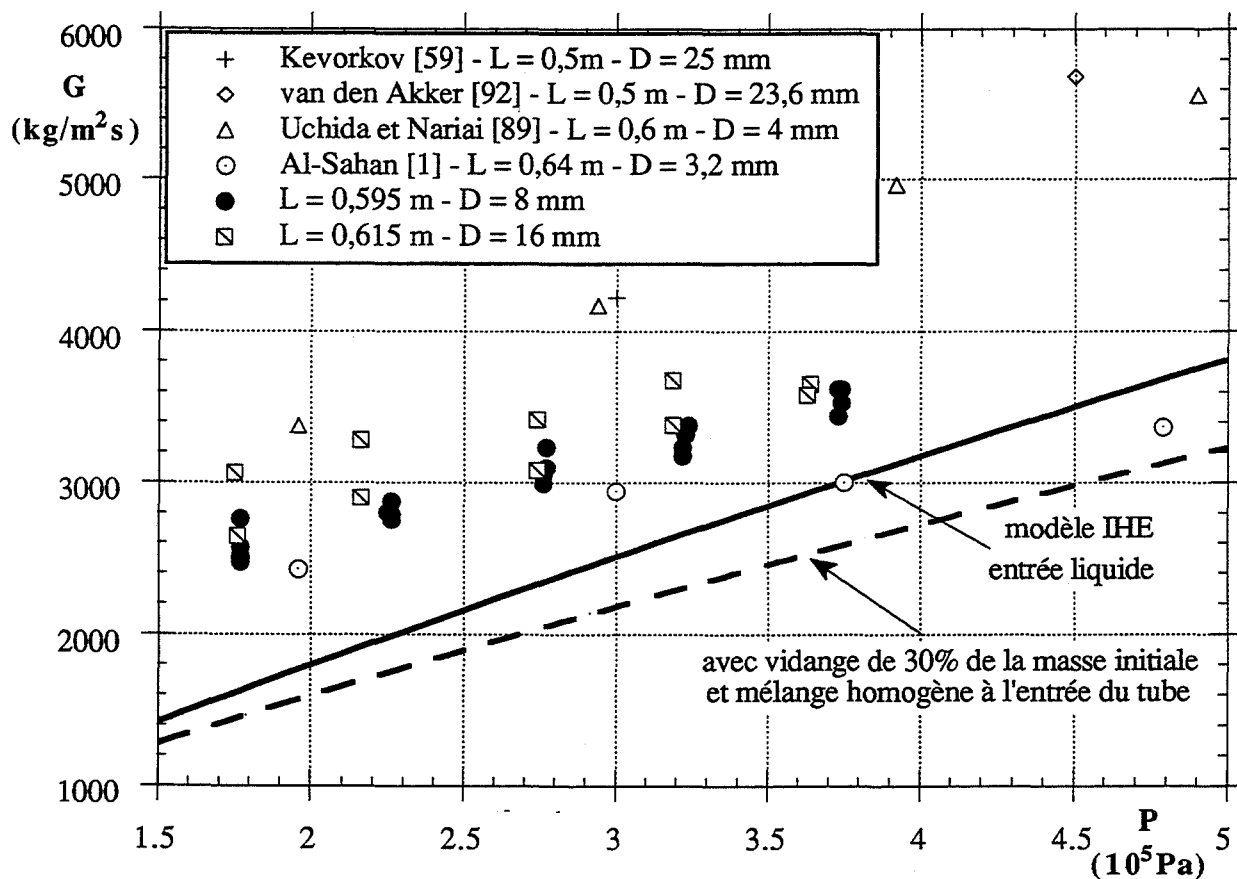


Figure IV-2-6 : Variations des débits en fonction de la pression - comparaison de nos débits à ceux publiés par d'autres auteurs et aux estimations du modèle IHE.

	volume réservoir (m ³)	tube D (mm)	Mesure du débit temps d'expérience si précisé
van den Akker [93]	10	49 26,3	Pression différentielle Pression varie de 0,5 à 0,4 MPa débit calculé pour 0,45 MPa - environ 10 min
Uchida [89]	0,05	4	Niveau de liquide
Al-Sahan [1]	0,09	4 3,2	Pression différentielle 5 à 10 min
Fletcher [32]	0,025	3,2	Pression différentielle

Tableau IV-2-1: Conditions expérimentales et mesures du débit utilisés par différents auteurs lors de la vidange de réservoir, régime instationnaire.

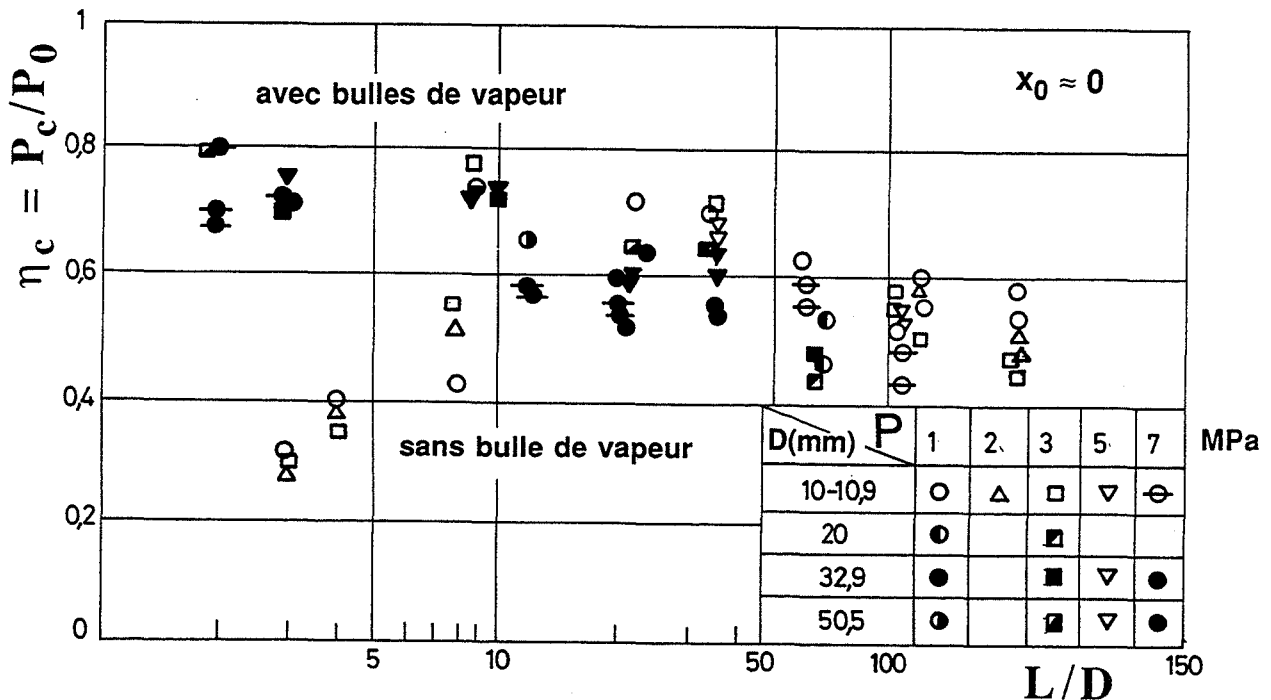


Figure IV-2-7 : Rapport entre la pression critique et la pression initiale pour différentes géométries de conduite, selon Ogasawara [77].

Cette figure montre que, exceptés les résultats obtenus par Al-Sahan [1], nos débits expérimentaux sont nettement inférieurs aux valeurs publiées dans la littérature ; ceci est d'autant plus vrai que la pression est élevée.

Effectivement, les variations de débits en fonction de la pression sont nettement plus faibles pour notre montage expérimental, et celui de Al-Sahan, que celles des autres auteurs ou celles prévues par le modèle IHE. Par contre, elles sont mieux traduites par ce même modèle en considérant la présence d'une phase vapeur à l'entrée de la conduite, même si les différences en fonction de la pression sont encore importantes.

Cette constatation confirme notre interprétation basée sur l'influence des conditions amont et notamment la présence de bulles à l'entrée de la conduite. Effectivement, il semble, d'une part, que le même phénomène existe pour les expériences de Al-Sahan, mais pas pour les montages expérimentaux utilisés par les autres auteurs. Ces éléments sont difficiles à vérifier dans la mesure où, si le volume du réservoir est connu, (tableau IV-2-1) la durée sur laquelle le débit est mesuré n'est pas précisée.

Enfin, nous constatons, que quelle que soit la pression, c'est la conduite $D = 8$ mm et $L = 0,595$ m qui permet d'obtenir les débits les plus stables. C'est donc la géométrie qui a été retenue pour la suite de ce travail.

Mesures sur le tube

Nous avons utilisé les mesures de température effectuées à la fin du tube pour estimer la perte de pression dans la conduite ; nous devons donc nous assurer que nos résultats sont en accord avec les valeurs publiées par d'autres auteurs. Pour cela nous présentons les rapports de la pression critique (supposée être la pression d'équilibre de la température à la fin du tube) sur la pression initiale obtenue avec notre montage expérimental et ceux publiés par différents auteurs dans le tableau IV-2-2. Ces valeurs ne concernent que le diamètre $D = 8$ mm, d'une part pour toutes les longueurs avec la pression initiale de $3,6 \cdot 10^5$ Pa, d'autre part pour toutes les pressions avec $L = 0,595$ m.

Compte tenu de la précision des mesures, ces valeurs sont en accord avec celles présentées par Ogasawara [77] et reprises dans la première partie de ce travail (figure IV-2-7). Remarquons cependant, que pour les géométries utilisées, il n'existe pas de différence, selon Ogasawara, pour cette grandeur entre présence et absence de bulles à l'entrée.

Pression (10 ⁵ Pa)	Longueur (m)	Rapport L/D	η
3,6	0,115	14,4	0,76
"	0,215	24,4	0,60
"	0,345	43,1	0,60
"	0,595	74,4	0,52
3,2	"	"	0,54
2,8	"	"	0,55
2,3	"	"	0,58
1,8	"	"	0,65

Tableau IV-2-2 : Rapport des pressions à la fin du tube et dans le réservoir.

IV-2-3 CONCLUSIONS

Nos résultats expérimentaux ont mis en évidence des variations du débit en cours de vidange. Ces écarts peuvent avoir pour origine l'état du fluide –présence de bulles– à l'entrée de la conduite. Cette interprétation peut aussi expliquer les différences constatées entre nos résultats expérimentaux et ceux publiés par d'autres auteurs.

L'étude bibliographique a montré que la longueur $L = 0,1$ m, indépendamment du diamètre, est parfois proposée comme critère pour atteindre l'équilibre. Nous avons donc testé deux diamètres pour une telle longueur mais notre montage expérimental ne nous permet pas de vérifier cette hypothèse.

Les variations de débits ainsi que les différences entre les diamètres s'amenuisent si la longueur augmente. Ceci est compatible avec ce qui existe dans la littérature.

Enfin, le but principal de ces différents essais est de déterminer la géométrie optimale pour l'étude de la nature des fluides. La conduite de diamètre $D = 8$ mm et de longueur $L = 0,595$ m a été retenue, car elle permet d'obtenir les débits les plus stables.

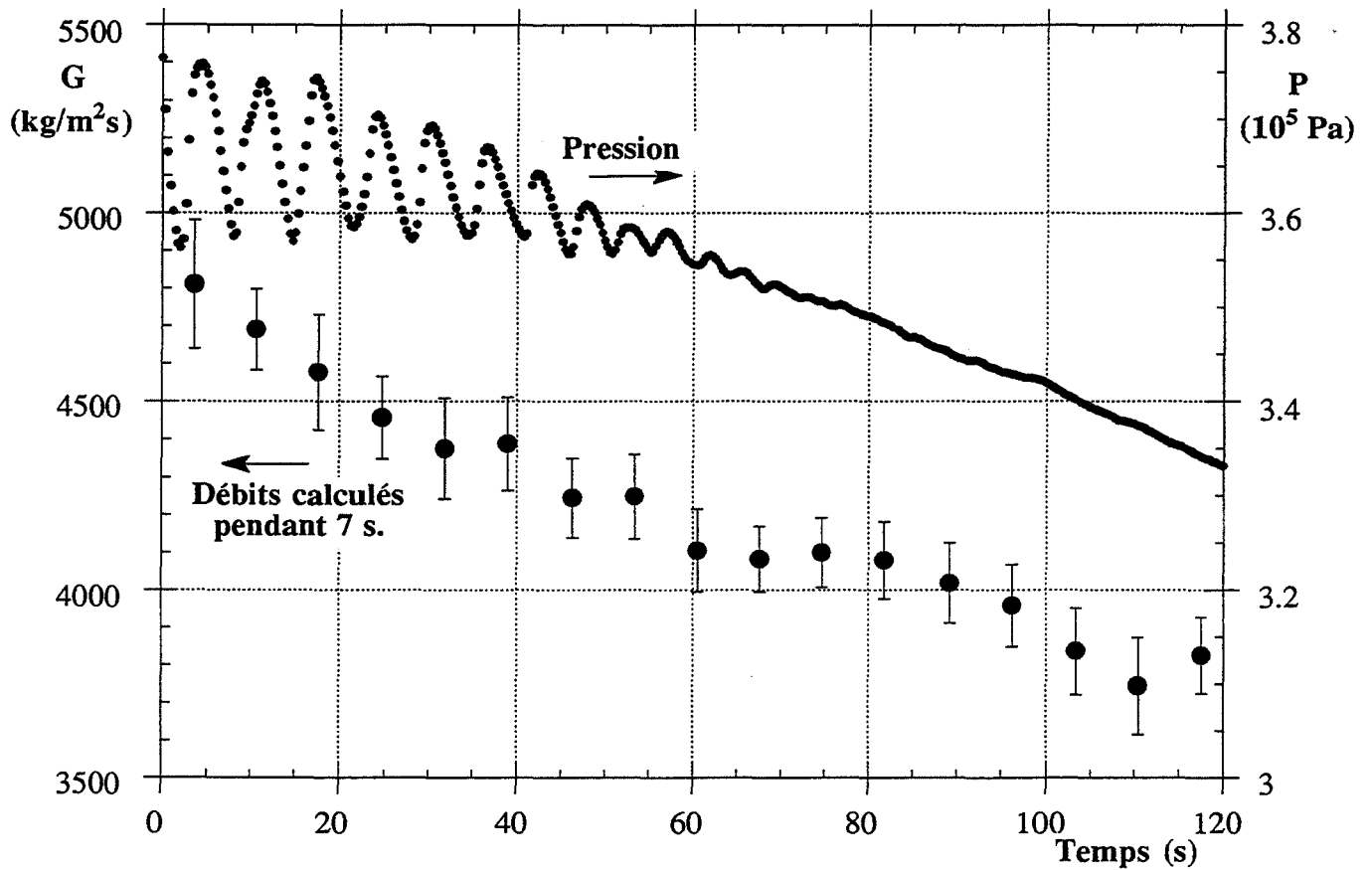


Figure IV-3-1 : Variations des débits et de la pression en fonction du temps pour un essai avec CFC113

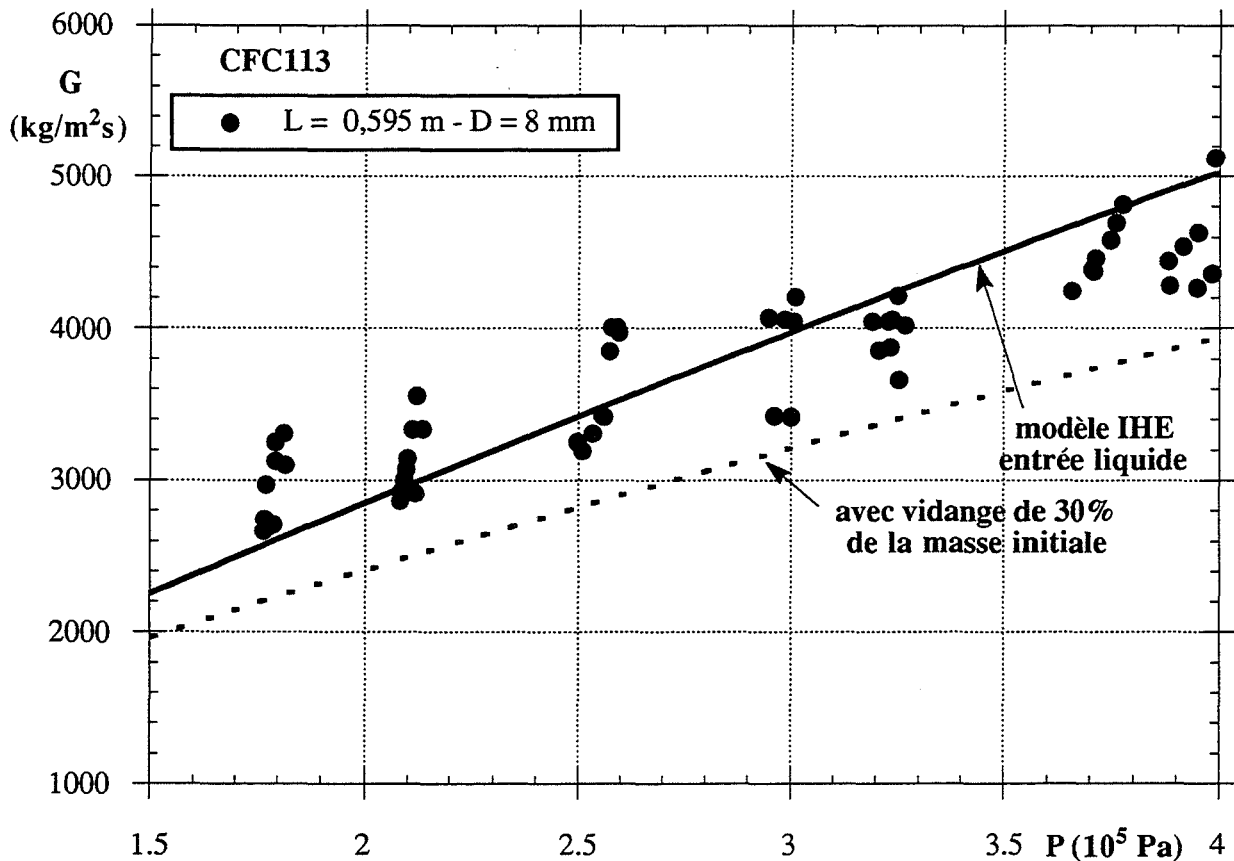


Figure IV-3-2 : Variations des débits en fonction de la pression pour une variation de 30% de la masse initiale - CFC113.

IV-3 INFLUENCE DE LA NATURE DU FLUIDE

Cette partie concerne la comparaison des écoulements obtenus avec les trois fluides testés dans notre étude expérimentale. Cette comparaison ne peut pas s'appuyer sur les valeurs absolues des débits. Ce sont les écarts – que nous avons choisi de quantifier par les rapports – entre les débits mesurés et ceux estimés par les modèles qui peuvent être analysés.

Nous allons dans un premier temps vérifier si les interprétations proposées pour l'eau sont toujours valables avec les CFC utilisés. Nous comparerons ensuite nos résultats expérimentaux au modèle le plus simple IHE. Cette analyse nous conduira alors à étudier l'influence des phénomènes négligés du fait des hypothèses simplificatrices de ce modèle (isentropie, homogénéité et équilibre).

IV-3-1 VÉRIFICATION DES CONCLUSIONS PRÉCÉDENTES POUR LES CFC

Notre analyse nous a conduits à retenir les conditions dans le réservoir pour expliquer tant les variations de débit en cours de vidange que les écarts par rapport aux points expérimentaux publiés. L'étude menée avec l'eau nous a permis de sélectionner la géométrie qui permet d'obtenir le débit le plus stable. D'autre part, nous avons mis en évidence (IV-1) des phénomènes différents dans le réservoir : avec les CFC, les oscillations sont plus importantes et la description des évolutions de la pression et de la température nécessite parfois la prise en compte d'une certaine quantité de vapeur. Il est donc important de vérifier que les analyses et interprétations précédentes sont toujours valables.

Pour cela, nous avons tracé sur la figure IV-3-1 les variations de débits, mais aussi de pression, qui sont plus importantes que dans le cas de l'eau, en fonction du temps pour l'expérience réalisée à $3,6 \cdot 10^5$ Pa avec le CFC113. Il faut remarquer que, dans le cas des CFC, et spécialement de cet essai, non seulement la durée de la vidange est plus longue mais la masse résiduelle est aussi nettement plus faible (25% de la masse initiale après la fermeture de la vanne pour cet exemple). Ces éléments expliquent la plus grande variation de débits constatée sur cette figure (20% entre le début et la fin de la vidange).

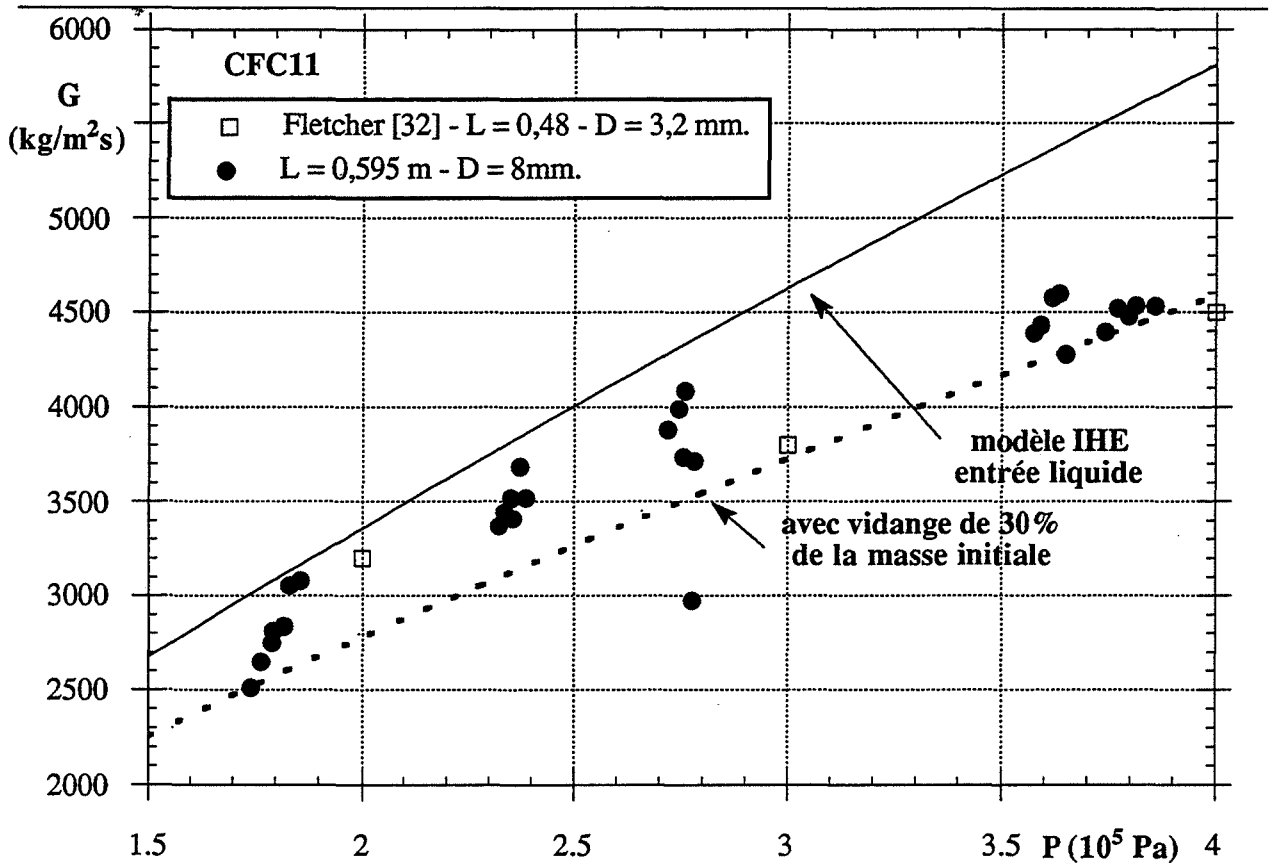


Figure IV-3-3: Variations des débits en fonction de la pression pour une variation de 30% de la masse initiale- comparaison avec résultats publiés par Fletcher - CFC11.

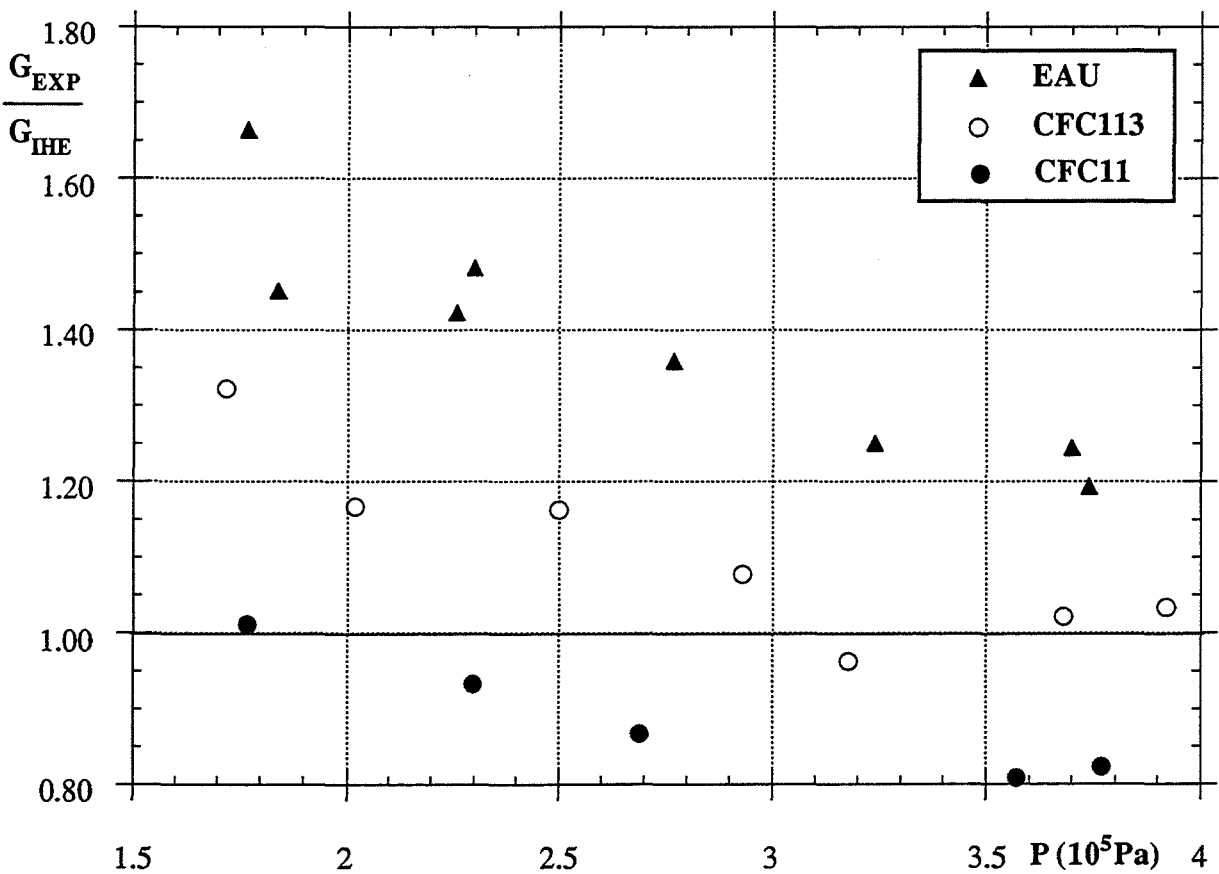


Figure IV-3-4 : Rapport entre les débits expérimentaux et ceux calculés avec le modèle IHE en fonction de la pression pour les trois fluides utilisés.

Les variations en fonction de la pression ont donc été tracées pour les deux réfrigérants sur les figures IV-3-2 et IV-3-3. Chaque vidange est, de la même façon que pour la figure IV-2-6, représentée par plusieurs points pour une variation de 30% de la masse initiale. Les débits calculés avec le modèle IHE en considérant du liquide et un mélange homogène en amont ont aussi été tracés, de même que les débits expérimentaux publiés par Fletcher [32] pour le CFC11.

Nous remarquons que, pour les deux CFC, les débits varient moins avec la pression que ne le prévoit le modèle IHE ; les différences peuvent, comme pour l'eau, s'expliquer par la présence de bulles à l'entrée de la conduite. Les débits expérimentaux obtenus par Fletcher sont légèrement plus faibles que ceux que nous mesurons. Or le volume du réservoir amont est identique à celui de notre montage expérimental et le diamètre de la conduite est plus petit (3,2 mm) ; cependant nous ne connaissons pas le temps de vidange utilisé pour mesurer le débit, de plus les frottements peuvent être plus importants pour un diamètre aussi faible.

Ces deux dernières figures montrent que les mêmes explications que celles envisagées pour les essais avec l'eau semblent toujours valables. Par la suite, nous ne retiendrons donc que les débits calculés au début de l'expérience pour l'étude de l'influence du fluide. Ce sont, selon notre raisonnement, les plus proches d'un fluide saturé exempt de bulles.

Une autre base de comparaison a été envisagée : le débit calculé pour la durée totale de l'expérience en considérant uniquement la lecture des niveaux avant et après chaque vidange (ce qui permet de s'affranchir de la mesure de la pression différentielle). Cette méthode n'a pas été retenue car la variation de masse dans le réservoir est différente pour les essais avec l'eau (où le niveau résiduel est nettement plus important). Remarquons cependant, qu'avec un tel calcul, les valeurs des débits sont bien entendu modifiées mais les écarts constatés entre les fluides, qui vont être présentés et discutés par la suite, sont identiques.

IV-3-2 LIMITES DES HYPOTHÈSES IHE

Les figures présentant points expérimentaux et débits évalués par IHE mettent en évidence des écarts spécifiques à chaque fluide. Nous allons maintenant nous intéresser à ces différences en élargissant la comparaison aux mesures effectuées sur la conduite.

IV-3-2-a Comparaison débits expérimentaux et modèle IHE

Afin de mettre en évidence les différences déjà apparues sur les figures IV-2-6 et IV-3-2 et IV-3-3, nous avons tracé le rapport entre les débits expérimentaux (G_{EXP}) et ceux estimés par le modèle IHE (G_{IHE}) en fonction de la pression pour les trois fluides utilisés (figure IV-3-4).

Ce rapport n'est pas constant mais décroît avec la pression. Ainsi, pour la plus forte pression, IHE permet d'estimer les débits à $\pm 20\%$, mais l'erreur atteint 60% pour l'eau à $1,7 \cdot 10^5$ Pa. A faible pression, cet écart relatif est certes important, mais il est évident que les valeurs absolues sont aussi plus faibles.

D'une manière plus générale, la variation des différences entre débits expérimentaux et modélisés en fonction de la pression a déjà été discutée et peut s'expliquer par l'influence d'une phase vapeur à l'entrée. Nous pouvons cependant constater que ces variations semblent identiques pour l'eau et les réfrigérants (écarts ou rapports entre les trois fluides constants). Cette figure confirme donc que les conclusions obtenues avec l'eau restent valables pour les CFC ; d'autre part cela nous permet de comparer les écoulements à une même pression en sachant que le raisonnement est le même pour toute la plage de pression utilisée.

Nous proposons donc de quantifier les écarts pour la pression voisine de $3,7 \cdot 10^5$ Pa, tableau IV-3-1. Ces expériences ont été choisies comme référence et seront utilisées pour la suite de ce travail.

		EAU	CFC11	CFC113
$x_0 = 0$	G_{EXP} (kg/m ² s)	3620	4210	4810
	G_{IHE} (kg/m ² s)	3000	5330	4700
	G_{EXP}/G_{IHE}	1,21	0,80	1,02
$\Delta M/M_{init} = 5\%$	x_0 (%)	0,01	0,06	0,08
	G_{IHE} (kg/m ² s)	2935	5180	4590
	G_{EXP}/G_{IHE}	1,23	0,81	1,04
$\Delta M/M_{init} = 30\%$	x_0 (%)	0,09	0,55	0,75
	G_{IHE} (kg/m ² s)	2575	4190	3680
	G_{EXP}/G_{IHE}	1,4	1,0	1,3

Tableau IV-3-1 : Comparaison entre débits expérimentaux et débits estimés par IHE, entrée liquide ou avec une phase vapeur.

Il est important, dans notre cas, de considérer une phase vapeur à l'entrée surtout pour les fortes pressions. Aussi, le même tableau IV-3-1 présente une telle comparaison en quantifiant la qualité en amont x_0 avec l'hypothèse d'homogénéité pour les deux phases dans le réservoir.

Le premier cas retenu est la quantité de vapeur obtenue pour une vidange de 5% de la masse initiale, soit après 7 secondes d'expérience, intervalle de temps utilisé pour le calcul du débit. Cependant, les qualités calculées ainsi sont très faibles ($< 1\%$), et n'ont donc qu'une influence minimale sur les débits : les résultats du modèle sont quasiment identiques. Or, il nous paraît intéressant d'analyser cette influence.

Aussi, nous proposons une deuxième comparaison, artificielle, en choisissant le taux de vapeur consécutif à la vidange de 30% de la masse initiale. Cette grandeur a été retenue car la qualité est alors multipliée par 10 ; elle correspond de plus à la qualité initiale calculée en prenant en compte la phase vapeur initiale du réservoir, même si ce cas de figure ne peut être envisagé dans la réalité.

Nous retiendrons surtout de cette comparaison que la présence d'une phase vapeur à l'entrée, même exagérée, ne modifie pas l'ordre constaté entre les fluides : dans tous les cas, les débits mesurés avec l'eau sont sous-estimés par IHE ; à l'inverse, les mesures faites avec le CFC11 conduisent à des débits inférieurs ou égaux à ceux calculés ; le CFC113 se situe toujours entre les deux :

EAU	$G_{EXP} > G_{IHE}$
CFC113	$G_{EXP} \geq G_{IHE}$
CFC11	$G_{EXP} \leq G_{IHE}$

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DES MINES DE SAINT-ETIENNE
Bibliothèque du Centre SPIN

IV-3-2-b Mesures sur la conduite

Les températures mesurées sur la conduite peuvent, dans un premier temps, être utilisées pour comparer les résultats expérimentaux aux modèles. Cependant, pour comparer les différents fluides, nous devons utiliser les pressions. Pour cela, nous calculons le rapport entre la pression d'équilibre des températures mesurées à la fin de la conduite (pour le début de la vidange) et la pression dans le réservoir.

Dans le cas des CFC, cette température n'est pas stable mais oscille avec une amplitude de plusieurs degrés autour d'une valeur moyenne, seule considérée ici. Remarquons d'autre part que ce calcul n'est qu'une indication dans la mesure où il est difficile de déterminer précisément la position de la section critique qui peut être en aval de la fin de la conduite ; auquel cas la perte de pression expérimentale est sous-estimée.

Ce tableau met en évidence les limites du modèle IHE. Effectivement, les températures mesurées à la fin de la conduite sont nettement inférieures à celles calculées avec les hypothèses du modèle isentropique. Ceci signifie, d'une manière plus générale, que la perte de pression calculée par ce modèle est plus faible qu'en réalité.

		EAU	CFC11	CFC113
Résultats Expérimentaux	T liquide (°C)	142	65	92
	T début du tube (°C)	140	63	89
	T fin du tube (°C)	120	46	75
	$\eta = P_V(T_{liq})/P_V(T_{fin})$	0,55	0,65	0,60
IHE $x_0 = 0$	T _C (°C)	139	61	88
	$\eta_C = P_C / P_0$	0,92	0,90	0,90
IHE $\Delta M/M_{init}=30\%$	T _C IHE (°C)	136	57	83
	$\eta_C = P_C / P_0$	0,87	0,82	0,8

Tableau IV-3-2 : Comparaison des mesures effectuées sur l'écoulement avec les prédictions du modèle IHE. $P \approx 3,7 \cdot 10^5$ Pa - $D = 8$ mm - $L = 0,595$ m.

IV-3-2-c Nouvelle comparaison des débits expérimentaux publiés et conclusions

Il nous paraît, intéressant de revenir sur la comparaison des résultats expérimentaux publiés par Fletcher [32] et Uchida [89] présentée dans l'étude bibliographique (I-4-2). Nous avons mis en évidence des écarts entre les débits expérimentaux obtenus par ces deux auteurs et les estimations des différents modèles. La difficulté d'interpréter ces différences nous a alors conduits à construire un montage expérimental afin d'étudier différents fluides.

La comparaison des débits obtenus avec cette installation et ceux cités précédemment montre que les conditions expérimentales peuvent expliquer, en partie, les écarts observés. Effectivement, nous obtenons avec le CFC11 des débits comparables à ceux de Fletcher alors que les débits mesurés avec l'eau sont nettement plus faibles que ceux publiés par Uchida. L'interprétation que nous proposons pour cette différence repose sur les évolutions dans le réservoir et plus précisément la présence d'une phase vapeur à l'entrée de la conduite.

Cependant, les conditions dans le réservoir ne suffisent pas pour expliquer les écarts obtenus pour les différents fluides puisque la comparaison de nos points expérimentaux avec les prévisions du modèle IHE montrent un écart, faible mais systématique, entre les différents fluides.

De plus, l'analyse des mesures effectuées sur la conduite prouve que l'écoulement n'est pas bien décrit par le modèle IHE.

En raison des ces éléments, nous proposons maintenant de reprendre ces différentes simplifications, isentropie homogénéité et équilibre, et d'étudier l'influence des phénomènes négligés jusqu'ici.

IV-3-3 INFLUENCE DES FROTTEMENTS

L'hypothèse d'isentropie conduit à décrire l'écoulement de la même façon, quelle que soit la géométrie. Nos résultats précédents concernant les expériences réalisées avec l'eau prouvent cependant que la réalité est toute autre. Le premier élément à prendre en compte concerne donc les frottements. Plusieurs méthodes pour prendre en compte ce phénomène sont proposées et ont été discutées lors de l'étude bibliographique. Nous allons tout d'abord présenter la démarche retenue, par la suite nous nous intéresserons aux conséquences sur le débit puis sur la perte de pression.

IV-3-3-a Ecriture du modèle

Dans le cas d'un régime stationnaire, en négligeant les effets tridimensionnels, pour une conduite horizontale de section cylindrique constante, et pour un écoulement supposé adiabatique, les équations de bilan s'écrivent :

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{u}{v} \right) = 0$$

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{u^2}{v} \right) + \frac{dP}{dz} = -\tau$$

$$\frac{d}{dz} \left(h + \frac{u^2}{2} \right) = 0$$

où $v = (1 - x) v_L + x v_G$ et $h = h_L + x h_{LG}$

La pression est la pression d'équilibre; et les volumes et enthalpies spécifiques sont calculés à saturation. Toutes les variables du système peuvent s'exprimer en fonction de deux variables. La température T et le volume spécifique moyen v ont été retenus :

$$P = P_V(T); \quad v_L = v_L(T); \quad v_G = v_G(T);$$

$$h_L = h_L(T); \quad h_{LG} = h_{LG}(T); \quad h = h(v, T); \quad x = x(v, T)$$

Le bilan de matière permet de définir le débit $G = \frac{u}{v}$; c'est un paramètre; soit $u = G v$.

En développant les dérivés, le système d'équations peut s'écrire :

$$G = \text{cte}$$

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{dT}{dz} \\ \frac{dv}{dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\tau \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{avec } A_{11} = \frac{dP}{dT}$$

$$A_{12} = G^2$$

$$A_{21} = \frac{dh_L}{dz} + x \frac{dh_{LG}}{dz} + \frac{h_{LG}}{v_G - v_L} \left((1-x) \frac{dv_L}{dT} + x \frac{dv_G}{dT} \right)$$

$$A_{22} = \frac{h_{LG}}{v_G - v_L} + G^2 v$$

Nous pouvons maintenant exprimer ce système en équations explicites en $\frac{dT}{dz}$ et $\frac{dv}{dz}$:

$$G = \text{cte}$$

$$\frac{dT}{dz} = \frac{N_T}{\Delta(A_{ij})}$$

$$\frac{dv}{dz} = \frac{N_v}{\Delta(A_{ij})}$$

$$\text{avec } \Delta(A_{ij}) = \begin{vmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{vmatrix}$$

$$N_T = \begin{vmatrix} A_{11} & -\tau \\ A_{21} & 0 \end{vmatrix}$$

$$N_v = \begin{vmatrix} -\tau & A_{12} \\ 0 & A_{22} \end{vmatrix}$$

L'organigramme présenté en I-1-2-b est alors utilisé pour détecter la section critique. A ce stade, il suffit pour résoudre ce système d'exprimer la contrainte à la paroi $\left(\tau = \frac{4}{D} C_f \frac{u^2}{2v} \right)$.

Expression de la perte de pression due aux frottements

Nous avons retenu l'expression préconisée par Katsuhara et Richardson présentée en I-2-1. Elle concerne le cas où les écoulements du gaz et liquide, considérés seuls, sont turbulents. Les frottements interfaciaux sont négligés, et pour le cas d'un écoulement à bulles considéré par ces auteurs, le paramètre Φ_L s'exprime en fonction de la fraction liquide $(1 - \alpha)$:

$$\Phi_L^2 = (1 - \alpha)^{-1,75}$$

L'équation de Blasius, (tube lisse et $2 \cdot 10^3 < Re < 10^5$) permet de définir :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_L = 0,314 \left(\frac{\mu_L}{G_L D}\right)^{0,25} \frac{G_L^2 v_L}{2} \quad \text{avec} \quad G_L = \frac{(1 - \alpha) u_L}{v_L}$$

Avec nos hypothèses, nous pouvons écrire :

$$\tau = 0,314 \left(\frac{v}{v_L}\right)^{1,75} \left(\frac{\mu_L}{GD}\right)^{0,25} \frac{G^2}{2v}$$

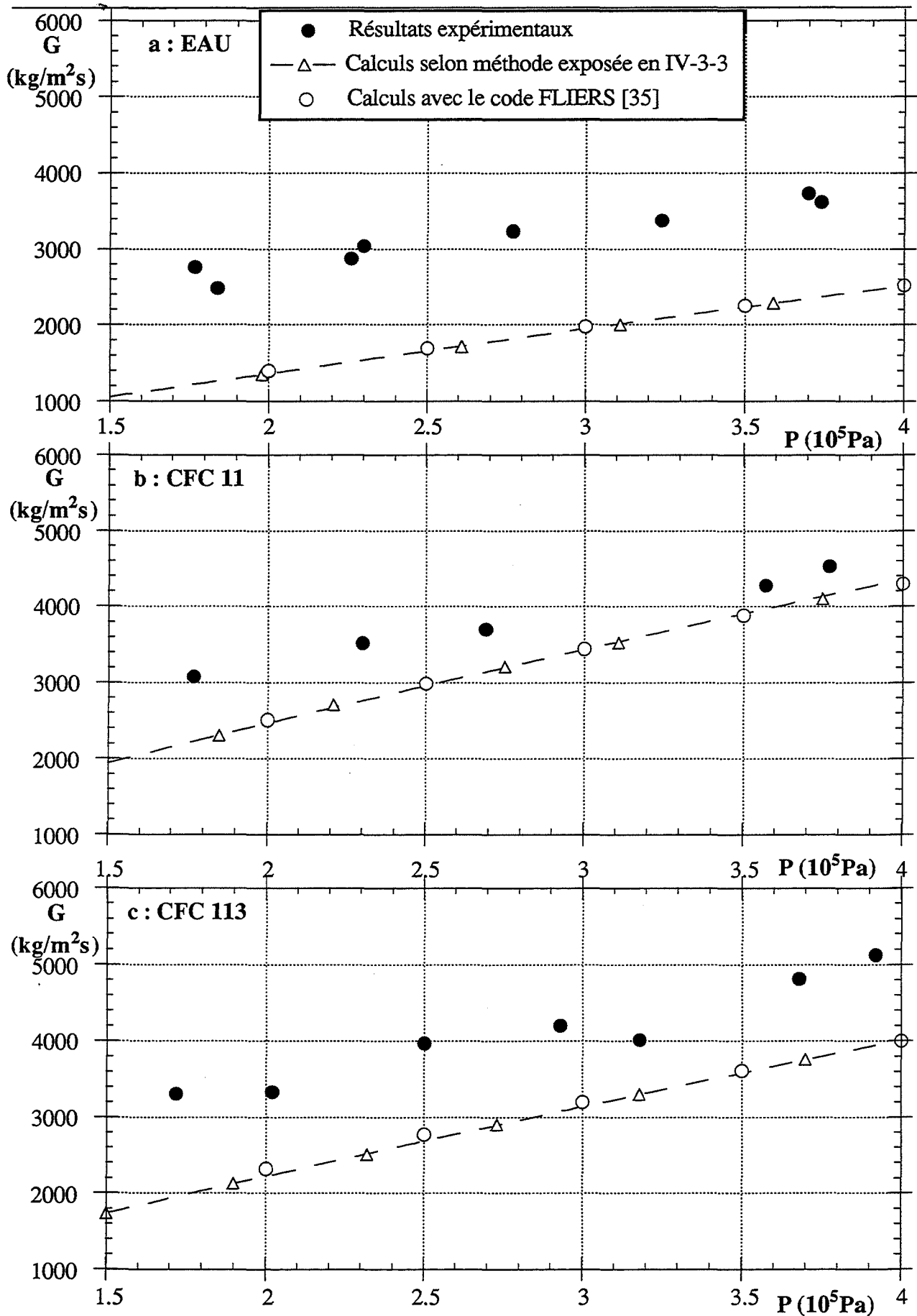
Nous prenons aussi en compte les effets de l'entrée de la conduite. Pour cela, nous calculons les propriétés du fluide à l'entrée de la conduite (température et qualité) en supposant un écoulement isentropique depuis les conditions amont, dans le réservoir. Pratiquement, les conditions d'entrée sont définies avec le modèle IHE pour un débit donné.

IV-3-3-b Estimation des débits

Ce sont essentiellement les mauvaises prédictions du modèle IHE pour la perte de pression qui nous ont conduits à prendre en compte ce phénomène. Il est donc normal que nous obtenions ainsi une meilleure description des mesures sur la conduite mais aussi, conséquence logique de l'augmentation de la perte de pression, des débits inférieurs à ceux calculés en négligeant les frottements, premier point discuté maintenant.

Les débits obtenus avec ce modèle sont représentés sur la figure IV-3-5, pour les différentes pressions et les trois fluides. Sur cette même figure, ont été tracés les débits simulés par le code FLIERS avec une autre contrainte de cisaillement [35]. Nous constatons un bon accord entre ces deux calculs différents.

De plus, les valeurs obtenues avec la pression choisie comme référence, $3,7 \cdot 10^5$ Pa, sont reportées dans le tableau IV-3-3. De même que pour le paragraphe précédent, nous avons testé l'influence d'une phase vapeur à l'entrée de la conduite, en considérant toujours deux variations de



Figures IV-3-5 : Comparaison entre les débits expérimentaux et ceux estimés en prenant en compte des frottements.

masse ($\Delta M/M_{\text{init}} = 5\%$ et 30%) conduisant à des taux de vaporisation différents précisés dans le tableau IV-3-1. Pour chaque cas, les résultats sont comparés aux débits évalués avec le modèle IHE pour la même qualité à l'entrée de la conduite.

		EAU	CFC11	CFC113
$x_0 = 0$	G_{FROT} (kg/m ² s)	2350	3900	3700
	$G_{\text{EXP}} / G_{\text{FROT}}$	1,55	1,1	1,3
	$G_{\text{FROT}} / G_{\text{IHE}}$	0,8	0,75	0,8
$\Delta M/M_{\text{init}} = 5\%$	G_{FROT} (kg/m ² s)	2325	3850	3660
	$G_{\text{EXP}} / G_{\text{FROT}}$	1,55	1,1	1,3
	$G_{\text{FROT}} / G_{\text{IHE}}$	0,8	0,75	0,8
$\Delta M/M_{\text{init}} = 30\%$	G_{FROT} (kg/m ² s)	2150	3490	3325
	$G_{\text{EXP}} / G_{\text{FROT}}$	1,7	1,2	1,45
	$G_{\text{FROT}} / G_{\text{IHE}}$	0,8	0,85	0,9

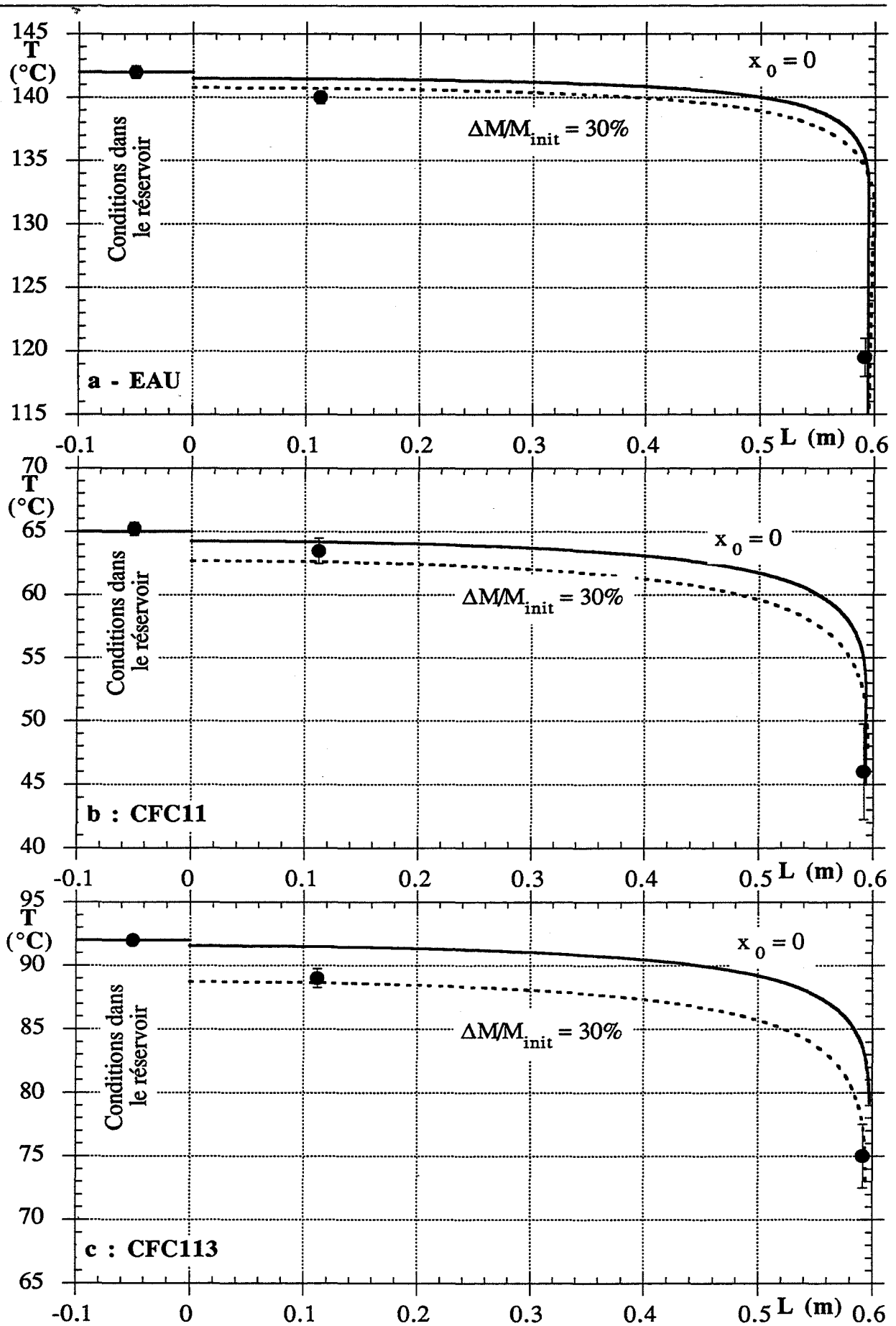
Tableau IV-3-3 : Influence des frottements pour l'estimation des débits, pour une pression initiale de $3,7 \cdot 10^5$ Pa.

Pour tous les cas, les débits calculés dans ces conditions sous-estiment les mesures pour tous les fluides testés. Ce premier point est intéressant dans la mesure où nous savons d'ores et déjà que les autres phénomènes, encore négligés, permettent de calculer des débits plus élevés.

Les frottements réduisent les débits d'environ 20% pour les trois fluides. Ceci est une simple conséquence du fait que les viscosités cinématiques du liquide pour les trois fluides testés sont très proches dans la gamme de pression utilisée. Nous pouvons vérifier cela en calculant, par exemple, avec les mêmes modèles et pour la même longueur de conduite l'influence des frottements pour l'eau à une pression nettement plus élevée, et donc avec une viscosité plus faible ; ainsi à $72 \cdot 10^5$ Pa, nous obtenons un rapport entre les débits calculés avec ou sans frottement supérieur à 0,9.

IV-3-3-c Estimation de la perte de pression

Nous devons surtout analyser l'influence des frottements pour la perte de pression dans la conduite. Cette modélisation suppose encore que pression et température sont à l'équilibre, aussi nous avons tracé les évolutions de températures calculées en faisant apparaître nos mesures expérimentales pour une même pression initiale ($3,7 \cdot 10^5$ Pa) dans le cas des trois fluides (figures IV-3-6).



Figures IV-3-6 : Comparaison entre les températures mesurées sur la conduite et celles estimées avec prise en compte des frottements.

Cette modélisation montre une forte variation juste avant la section de sortie, section critique, mais uniquement une faible perte de pression au début de la conduite. Ceci implique que la comparaison avec la température à la fin de la conduite est délicate. Par contre, la mesure au début du tube est plus fiable. De plus, ces figures montrent l'importance des effets de l'entrée du tube sur le profil de pression ; même si le débit critique n'est que peu sensible à ce paramètre.

IV-3-3-d Conclusions sur l'influence des frottements

La modélisation présentée ci-dessus peut être améliorée notamment en ce qui concerne l'expression de la perte de pression due aux frottements. Une étude de la sensibilité à ce paramètre (en augmentant artificiellement la perte de pression par un coefficient multiplicateur de 10) nous a permis de constater que le débit est fortement changé divisé par 2 mais le profil de pression n'est que peu modifié. Or la comparaison de nos débits expérimentaux à ceux estimés par le code FLIERS montre un bon accord.

L'analyse précédente a montré que les températures calculées en fonction de la longueur sont beaucoup plus proches de celles mesurées sur la conduite ; la prise en compte des frottements permet d'améliorer très nettement la description de l'écoulement.

D'autre part, les comparaisons effectuées montrent que les débits expérimentaux sont sous-estimés dès lors que l'on prend en compte des frottements à la paroi.

Nous devons cependant noter qu'il convient de rester relativement prudent avec des résultats obtenus avec une corrélation, déterminée à partir de points expérimentaux. Ceci est d'autant plus vrai que, d'une part, l'analyse bibliographique a montré que les erreurs engendrées par les différentes expressions peuvent être importantes et, d'autre part, les écarts entre les débits mesurés et estimés restent faibles.

En contre partie, rappelons que les calculs effectués négligent les frottements interfaciaux. D'autre part, les estimations envisagées ne permettent pas d'expliquer les différences constatées entre les trois fluides (qui sont identiques à celles constatées avec le modèle IHE).

Par conséquent, nous proposons d'analyser l'influence des autres phénomènes dans la mesure où les hypothèses restantes (adiabaticité, vitesses des phases égales et équilibre thermique) sont minorantes.

IV-3-4 INFLUENCE DES ÉCHANGES DE CHALEUR

Tous les modèles considérés jusqu'à présent supposent un écoulement adiabatique, c'est-à-dire que l'on néglige les échanges thermiques avec la conduite. Ce phénomène n'est pratiquement jamais pris en compte, mais nous nous sommes intéressés à cette grandeur dans la mesure où les écarts entre résultats expérimentaux et théoriques varient de la même façon que la température. Effectivement, pour une même pression la température de l'eau est la plus élevée, vient ensuite le CFC113 puis le CFC11, nous remarquons alors que les écarts par rapport aux modèles, avec ou sans calcul des frottements, suivent le même ordre :

$$T_{\text{EAU}} > T_{\text{CFC113}} > T_{\text{CFC11}}$$

$$\left(\frac{G_{\text{EXP}}}{G_{\text{MOD}}}\right)_{\text{EAU}} > \left(\frac{G_{\text{EXP}}}{G_{\text{MOD}}}\right)_{\text{CFC113}} > \left(\frac{G_{\text{EXP}}}{G_{\text{MOD}}}\right)_{\text{CFC11}}$$

D'où la question : les deux sont-ils liés?

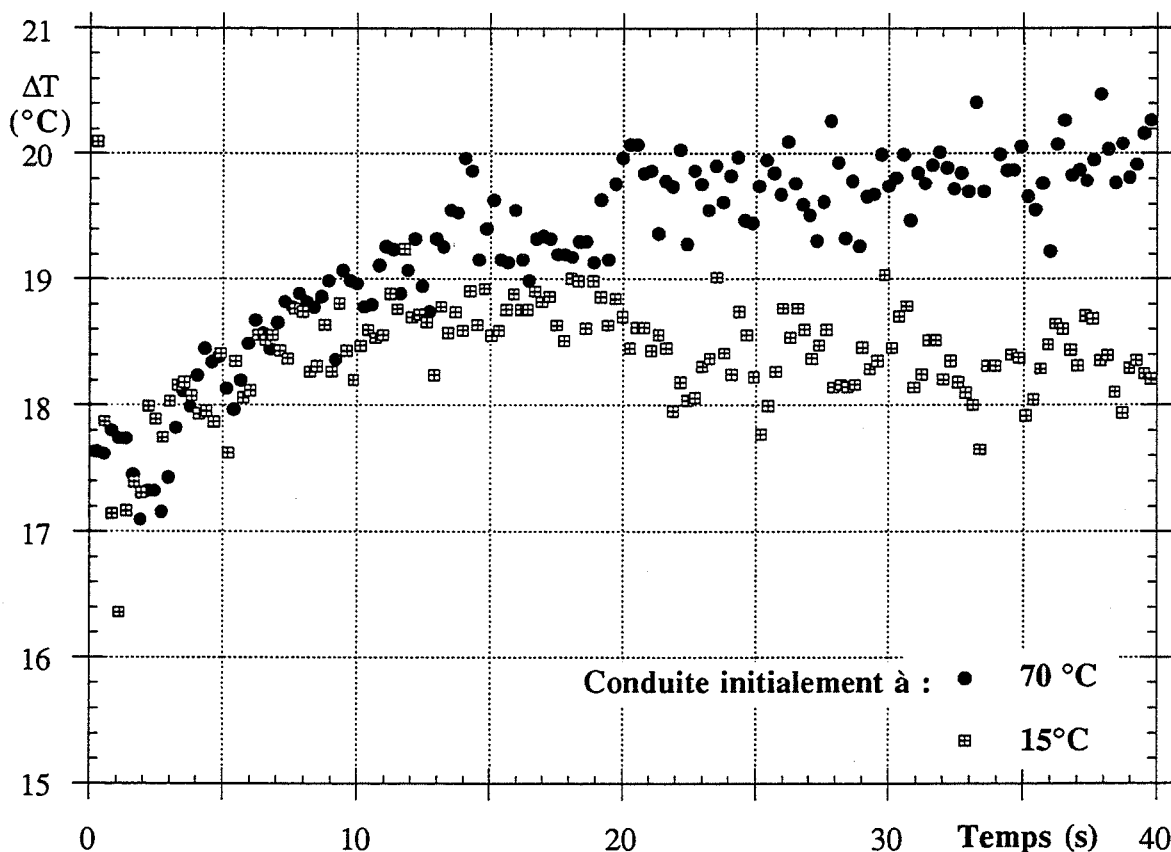


Figure IV-3-7 : Différence entre les températures mesurées dans le liquide et à la fin de la conduite, avec et sans chauffage de la conduite. - D = 8 mm - L = 0,595m - P = 3,5 10⁵Pa.

Le calcul du flux de chaleur à la paroi et sa prise en compte dans un modèle sont délicates dans la mesure où le coefficient de transfert de chaleur dépend de la qualité. Nous avons donc vérifié la sensibilité à ce flux expérimentalement en réalisant un essai supplémentaire avec de l'eau : un cordon chauffant a été utilisé pour atteindre une température du tube initiale d'environ 70°C, avec une pression initiale de $3,5 \cdot 10^5$ Pa.

Nous avons tracé sur la figure IV-3-7 les différences entre la température mesurée à la fin de la conduite et celle du liquide pour l'essai avec un cordon chauffant et une autre expérience réalisée avec une même pression initiale mais surtout avec le thermocouple dans la même position (§ II-2-3-b). Cette figure montre que cette différence de température est identique pour ces deux expériences pendant les 20 premières secondes.

Le tableau IV-3-4 permet de comparer le débit mesuré dans ces conditions avec ceux obtenus, pour des pressions voisines, si la conduite est à température ambiante (environ 15°C).

		Tube à 15°C		Tube à 70°C
P	(10^5 Pa)	3,25	3,75	3,55
G _{EXP}	(kg/m ² s)	3375	3620	3450

Tableau IV-3-4: Débits obtenus au début de l'expérience pour de l'eau avec ou sans chauffage la conduite.

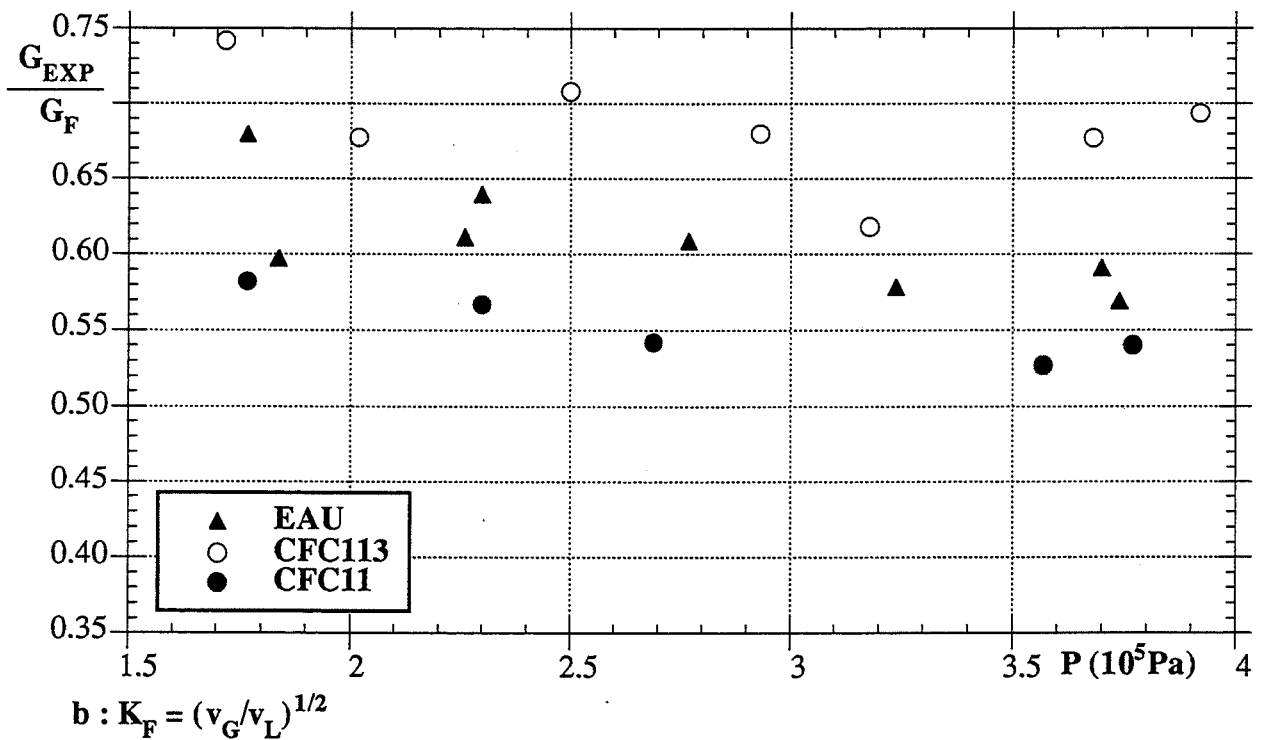
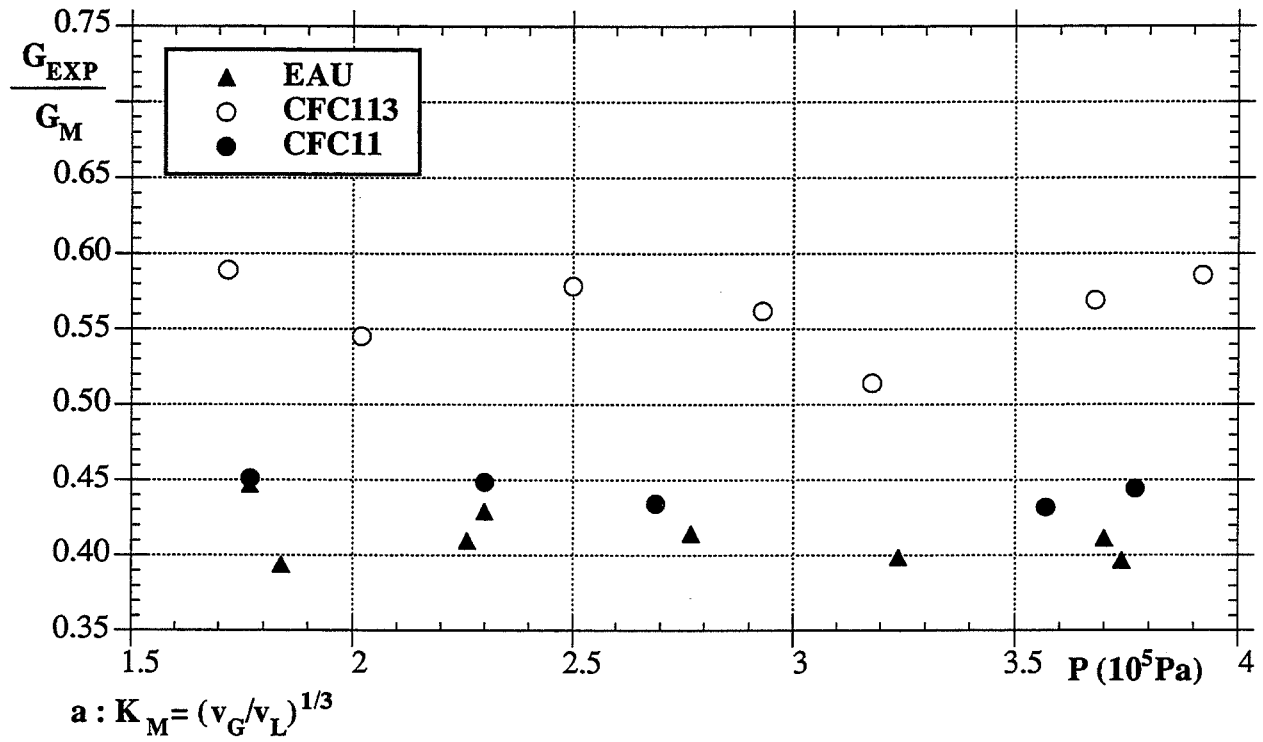
Compte tenu des différences de pression initiale, nous pouvons constater qu'il n'y a pas de différence significative pour des températures de la conduite différentes.

Cette comparaison, bien que relativement sommaire, nous permet de justifier l'hypothèse d'adiabaticité et le peu d'influence des échanges thermiques avec la conduite pour l'écoulement.

IV-3-5 INFLUENCE DE VITESSES DIFFÉRENTES

Les différentes hypothèses envisagées jusqu'ici conduisent à estimer un débit minorant (si les frottements sont pris en compte) pour les trois fluides mais n'expliquent pas les écarts selon la nature du fluide (les rapports entre le débit expérimental et le débit estimé ne sont pas égaux).

D'autre part, l'étude bibliographique a montré l'importance de la prise en compte de vitesses différentes. Celle-ci permet d'évaluer des débits plus importants ; de plus, elle semble liée à l'éloignement au point critique, paramètre différent pour les trois fluides utilisés.



Figures IV-3-8 : Rapports entre les débits expérimentaux et ceux calculés avec un rapport de vitesses.

Nous proposons donc dans cette partie d'étudier l'influence de ce phénomène. Pour cela, nous allons d'abord analyser les résultats fournis par le modèle le plus simple, où le glissement est lié au rapport des volumes spécifiques. Nous nous intéresserons ensuite aux valeurs de la différence des vitesses calculées à partir des corrélations préconisées par Ishii [56]. Ceci nous amènera à comparer différentes estimations des taux de vide et à discuter de l'influence de ce paramètre sur les vitesses de chaque phase.

IV-3-5-a Glissement calculé à partir du rapport des volumes spécifiques

Nous proposons tout d'abord d'analyser la différence de vitesses à partir des modèles développés par Moody [71] et Fauske [26]. Les hypothèses de ces modèles sont les mêmes que celles de IHE, à une exception près : calcul d'un rapport de vitesses, coefficient de glissement K . Ils permettent d'estimer, uniquement à partir des grandeurs thermodynamiques des fluides, un débit avec des vitesses différentes : recherche d'un maximum mathématique du débit en fonction du coefficient K . Les équations qui permettent ce calcul ont été présentées en I-2-2-a ; rappelons simplement que le rapport des vitesses est représenté par un coefficient de glissement K :

$$K_M = \left(\frac{v_G}{v_L} \right)^{1/3} \quad \text{selon Moody [71]}$$

$$K_F = \left(\frac{v_G}{v_L} \right)^{1/2} \quad \text{selon Fauske [26].}$$

La démarche implique que les estimations sont souvent majorantes. Les débits calculés à partir de ces méthodes vont être discutés selon deux axes : comparaison de ces estimations à nos points expérimentaux puis aux débits calculés avec les hypothèses IHE – afin d'évaluer l'influence de vitesses différentes.

Comparaison entre les mesures et les résultats des modèles à glissement

Nous proposons de comparer les débits expérimentaux et ceux estimés selon le modèle de Moody et de Fauske sur les figures IV-3-8 pour les trois fluides –étant donnés les écarts entre ces deux grandeurs, nous avons préféré tracer leurs rapports. De plus, les valeurs de ces débits ainsi que leurs rapports entre mesures sont reportées dans le tableau IV-3-5 pour la pression de référence, $3,7 \cdot 10^5 \text{Pa}$.

	EAU	CFC11	CFC113
G_{EXP}	3620	4210	4810
$G_M (K=v_G/v_L)^{1/3} \text{ (kg/m}^2\text{s)}$	9130	9930	8460
G_{EXP} / G_M	0,4	0,42	0,57
$G_F (K=v_G/v_L)^{1/2} \text{ (kg/m}^2\text{s)}$	6370	8150	7100
G_{EXP} / G_F	0,57	0,52	0,68

Tableau IV-3-5 : Comparaison de l'influence de vitesses différentes, estimées par le calcul d'un coefficient de glissement lié au taux d'expansion, pression initiale voisine de $3,7 \cdot 10^5$ Pa.

Cette comparaison montre des écarts très importants : les modèles surestiment largement les débits expérimentaux. Ce résultat n'est pas surprenant puisque cette démarche consiste à rechercher un maximum mathématique.

Ce sont les débits mesurés avec le CFC113 qui sont les plus proches de ceux calculés avec un coefficient de glissement. D'autre part, nous remarquons que les qualités calculées avec ce fluide sont toujours supérieures (point développé ultérieurement).

Pour les trois fluides utilisés, l'expression préconisée par Fauske –dérivée de l'équation de quantité de mouvement– qui prédit des débits plus faibles que l'expression préconisée par Moody est plus proche de nos résultats expérimentaux.

Ces résultats sont confirmés par l'analyse de Giot [46] qui montre d'une part que ces modèles permettent de corréler les débits expérimentaux pour de fortes qualités, mais aussi que le modèle de Fauske reste plus proche des débits expérimentaux.

Ce type de modèles suppose, pour le calcul de la qualité, que l'écoulement est isentropique. Nous avons vu que les pertes de pression calculées avec cette hypothèse ne décrivent pas correctement les mesures effectuées sur la conduite.

C'est pourquoi nous ne présentons pas de comparaison entre les mesures effectuées sur la conduite et les valeurs critiques prévues par ce type de modèle.

Comparaison entre les débits estimés par les modèles à glissement et par IHE

La comparaison entre nos points expérimentaux et les débits estimés par les modèles avec un coefficient de glissement montre des écarts importants. Il reste que ces méthodes peuvent être un outil –facile à mettre en œuvre mais surtout qui ne nécessite que la connaissance des grandeurs

thermodynamiques des fluides— pour prévoir l'influence d'une différence de vitesse. C'est dans cette optique que nous proposons d'analyser les rapports entre les débits estimés par ces modèles et ceux calculés par IHE.

Il apparaît que le coefficient de glissement K est lié à l'éloignement au point critique, au sens thermodynamique. Or, pour le domaine de pression testé expérimentalement, l'eau est le fluide le plus éloigné du point critique et la pression réduite du CFC11 est légèrement inférieure à celle du CFC113. Cette constatation semble indiquer un écart de vitesse plus important pour l'eau que pour les CFC, mais aussi pour le CFC11 que pour le CFC113.

Cependant, nous ne pouvons pas nous arrêter à une telle comparaison dans la mesure où ce sont les débits qui nous intéressent. C'est pourquoi nous proposons dans le tableau IV-3-6 de comparer les débits obtenus avec ces modèles aux débits calculés avec les hypothèses IHE.

	EAU	CFC11	CFC113
P_R	0,0167	0,084	0,108
v_G/v_L	460	70	55
$G_M (K=v_G/v_L)^{1/3} \text{ (kg/m}^2\text{s)}$	9130	9930	8460
G_M / G_{IHE}	3	1,86	1,8
$G_F (K=v_G/v_L)^{1/2} \text{ (kg/m}^2\text{s)}$	6370	8150	7100
G_F / G_{IHE}	2,1	1,53	1,51

Tableau IV-3-6 : Comparaison de l'influence de vitesses différentes, estimées par le calcul d'un coefficient de glissement lié au taux d'expansion, pression initiale voisine de $3,7 \cdot 10^5$ Pa.

La seule différence entre ces deux estimations (débits calculés avec le modèle de Moody ou de Fauske et avec IHE) réside dans la prise en compte du coefficient de glissement. Le rapport entre ces deux débits est donc une indication de l'influence de vitesses différentes.

La comparaison de cette grandeur pour les trois fluides montre que l'influence de vitesses différentes peut être plus importante pour l'eau que pour les CFC.

Par contre, ce phénomène, tel qu'il est évalué ici, ne permet pas d'interpréter les écarts obtenus entre les deux CFC : nous constatons que ce rapport est pratiquement égal pour les deux fluides, les petites différences qui existent sont contraires aux écarts constatés avec les rapports des débits mesuré expérimentalement et estimé par les modèles.

Conclusions concernant les modèles à glissement

Deux démarches ont été proposées dans ce paragraphe pour analyser l'influence de vitesses différentes à partir d'un coefficient de glissement :

La comparaison entre les débits expérimentaux et les estimations des modèles montre des différences importantes pour tous les fluides. Nous retiendrons surtout que dans les deux cas le débit expérimental obtenu avec le CFC113 est le plus proche de l'estimation fourni par ces modèles.

D'autre part, nous avons calculé le rapport des débits estimés par ces modèles et par IHE pour quantifier l'influence de ce paramètre. Cette analyse permet de prévoir un glissement plus important avec l'eau qu'avec les CFC. Ce résultat est en accord avec les constatations précédentes : l'écart entre le débit mesuré et celui estimé par un modèle homogène est plus important pour l'eau que pour les CFC. Par contre, une telle démarche ne permet pas d'analyser les écarts obtenus avec les CFC.

IV-3-5-b Modèle à mouvement relatif ("drift flux model")

Les modèles analysés ci-dessus ne permettent pas d'expliquer les écarts constatés entre les deux CFC. D'autres méthodes existent pour calculer des écarts de vitesse. Ainsi, Ishii [56] propose plusieurs corrélations à partir de résultats expérimentaux pour un écoulement vertical et différentes structures d'écoulement. Ces expressions peuvent être intégrées dans un système d'équations permettant de calculer le débit diphasique. Il faut alors choisir un critère, généralement le taux de vide, pour déterminer le régime d'écoulement. Or, les différences de structure restent un phénomène mal connu, surtout pour les écoulements diphasiques mono-constituants.

Ces limites nous ont amenés à utiliser ces corrélations de manière ponctuelle. C'est à dire que nous estimons la différence de vitesse à la section de sortie ; mais nous n'avons pas écrit de modèle pour calculer le débit en prenant en compte cet écart de vitesse.

Nous proposons de quantifier la différence de vitesse avec l'expression préconisée pour un liquide dispersé. Le choix de ce type d'écoulement se base sur les observations de Al-Sahan [1] et Uchida et Narai [89], reportées dans la partie bibliographique. Effectivement ces deux auteurs notent la présence d'une telle structure dans la zone précédant la fin du tube.

L'expression de la différence des vitesses est dans ces conditions et pour un écoulement mono-dimensionnel ($C_0 = 1$) :

$$u_{LG} = u_G - u_L = \frac{u_{GJ}}{1 - \alpha}$$

avec
$$u_{GJ} = (1 - \alpha) \sqrt{2} \left(\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_G^2} \right)^{1/4}$$

pour un liquide dispersé si
$$J > 1,456 \left(\frac{\sigma g \Delta \rho}{\rho_G^2} \right)^{1/4} \left(\frac{\mu_G^2}{\rho_G \sigma \sqrt{\sigma/g\Delta\rho}} \right)^{-1/12}$$

Cette équation nécessite de connaître la qualité, grandeur que nous ne mesurons pas et dont l'estimation nous amène à introduire des hypothèses. Nous proposons dans le tableau IV-3-7 les résultats obtenus en quantifiant la fraction massique x_C à la section critique calculée par le modèle IHE. Pour cela, nous avons utilisé les définitions de Bilicki et Kestin, permettant de calculer le taux de vide α à partir de la fraction massique et des masses volumiques du liquide et du gaz. Seul le cas d'un liquide entrant dans la conduite, qualité en amont nulle, est présenté. Les autres cas envisagés jusqu'à présent, présence d'une phase vapeur à l'entrée, ont été étudiés et conduisent, qualitativement, aux mêmes conclusions.

		EAU	CFC11	CFC113
$x_0 = 0$	x_C %	0,55	2,2	3,4
	α %	72	65	69
	u (m/s)	11,8	10,6	10,3
	u_{LG} (m/s)	4,5	1,2	1,0

Tableau IV-3-7 : Ecarts de vitesse estimés selon la corrélation de Ishii avec les conditions de sortie prévues par IHE.

En raison des nombreuses hypothèses et du fait de l'utilisation d'une corrélation résultant d'expériences en conduite verticale et avec des fluides différents, ces résultats ne peuvent être qu'une indication.

Cependant, cette démarche nous conduit aux mêmes conclusions que lorsque le glissement est supposé proportionnel au rapport des volumes spécifiques : nous constatons que la différence de vitesse est nettement plus importante dans le cas de l'eau que des CFC ; de même les écarts de vitesse semblent être du même ordre de grandeur pour les CFC.

IV-3-5-c Estimation de la fraction vaporisée

L'importance d'une différence de vitesse est liée à la fraction vaporisée (qui conduit à différentes structures d'écoulement). Nous proposons de comparer ce paramètre (taux de vide α et qualité x) pour les trois fluides utilisés. Cette comparaison reste délicate, car elle ne repose pas sur une mesure de taux de vide.

Différentes estimations de la fraction de la vapeur sont indiquées dans le tableau IV-3-8 : à partir des modèles mais aussi sur la base des mesures de températures à la fin de la conduite avec un bilan isentropique. Dans tous les cas, comme précédemment seules les masses volumiques des fluides interviennent pour estimer la fraction volumique α à partir de la qualité x , c'est-à-dire que nous supposons une différence de vitesse nulle. Pour les résultats expérimentaux, l'expression suivante est utilisée :

$$x = \frac{s_L(T_{\text{liq}}) - s_L(T_{\text{fin}})}{s_{LG}(T_{\text{fin}})}$$

			EAU	CFC11	CFC113
IHE $x_0 = 0$	x_C	%	0,55	2,2	3,4
	α	%	72	65	69
IHE $\Delta M/M_{\text{init}} = 30\%$	x_C	%	1,05	4,2	6,8
	α	%	84	80	83
Modèle avec frottement $x_0 = 0$	x_C	%	2	7	10
	α	%	91,5	87	90
Expérience	x	%	4	9,5	12,5
	α	%	95	93	93

Tableau IV-3-8 : Estimation de la fraction vaporisée pour les trois fluides utilisés.

Les différentes façons d'estimer la fraction vaporisée montrent la même tendance : la fraction massique de vapeur est nettement plus importante pour les CFC que pour l'eau ; nous constatons aussi que la qualité est toujours plus importante pour le CFC113 que pour le CFC11.

Les écarts entre les fractions volumiques sont plus faibles. Nous constatons cependant que la fraction volumique estimée pour l'eau est toujours plus grande que celle des CFC. Les différences entre les deux fluides frigorigènes montrent aussi une même tendance pour les fractions de vide calculés sur la base des modèles. Par contre ce paramètre estimé à partir des mesures expérimentales est identique pour les deux fluides.

L'analyse précise de l'influence de ce paramètre sur les écarts de vitesse nécessite une meilleure connaissance (ou des hypothèses) des structures des écoulements. Qualitativement, il

semble qu'un taux de vide élevé conduit plus facilement à un régime d'écoulement séparé pour lequel les écarts de vitesse doivent être plus importants.

IV-3-5-d Conclusions sur l'influence des écarts de vitesse

Rappelons tout d'abord que les rapports entre les débits expérimentaux et les débits calculés avec un modèle homogène sont toujours plus grands pour l'eau que pour le CFC113, et pour le CFC113 que pour le CFC11. Les écarts entre les fluides (Eau et CFC113 d'une part, CFC113 et CFC11 d'autre part) semblent cependant du même ordre de grandeur (tableaux IV-3-1 et IV-3-3).

Les différentes démarches envisagées montrent que l'écart entre les vitesses des deux phases ainsi que les taux de vide estimés sont plus importants pour l'eau que pour les CFC. Nous pensons donc que des vitesses différentes pour le gaz et le liquide peuvent expliquer pourquoi les rapports des débits expérimentaux sur les débits calculés avec une seule vitesse sont supérieurs pour l'eau à ceux obtenus pour les CFC.

Par contre, ce paramètre ne semble pas suffisant pour expliquer les différences constatées entre les deux CFC. Les estimations de l'influence d'un coefficient de glissement, (basé sur les rapports des masses volumiques) ou une différence de vitesse (estimée à partir des corrélations de Ishii) conduisent à des résultats similaires pour ces deux fluides.

Les propriétés thermodynamiques du CFC113 (enthalpie de vaporisation inférieure et chaleur spécifique légèrement plus élevée que celle du CFC11) impliquent à une qualité plus importante pour ce fluide. Mais, les fractions volumiques que nous avons pu estimer ne sont pas très différentes notamment sur la base des résultats expérimentaux.

Cette approche est essentiellement qualitative : seuls les débits calculés avec les hypothèses de Moody et de Fauske ont été envisagés. La démarche de ces méthodes consiste à rechercher un maximum possible, aussi les débits sont largement surestimés par ces modèles. D'autres modèles permettent bien entendu de calculer un débit diphasique avec des vitesses différentes pour chaque phase. Les limites de ces modèles ont été présentées dans la partie bibliographique (nécessité de connaître les structures d'écoulement et/ou échanges entre les phases définies à partir d'expressions empiriques).

La démarche fixée pour ce travail consiste essentiellement en une approche globale : comparer les mesures expérimentales aux modèles les plus simples puis estimer l'influence des autres phénomènes pas pris en compte par ces modèles. Toujours avec ce même objectif, nous proposons maintenant d'estimer l'influence des écarts à l'équilibre.

IV-3-6 ECART À L'ÉQUILIBRE

Nous avons jusqu'à présent envisagé uniquement des modèles où les températures sont égales et la pression est la pression de vapeur saturante de cette température. Deux phénomènes sont associés à la remise en cause de cette simplification : les problèmes engendrés par la nucléation mais aussi des déséquilibres thermiques qui peuvent subsister après la formation des bulles, différences de température entre le gaz et le liquide. Il est clair que la prise en compte d'une température pour chaque phase implique qu'une de ces phases n'est pas en équilibre thermodynamique puisque nous considérons une pression identique pour le gaz et le liquide.

Les phénomènes de nucléation ont été analysés pour interpréter les mesures effectuées dans le réservoir. Cette étude a montré d'une part que la nucléation semble favorisée dans le cas de l'eau par rapport aux CFC. Il est surtout apparu que les écarts à l'équilibre qui peuvent être estimés à partir de nos mesures semblent très faibles.

Cette constatation nous a permis d'envisager la présence d'une phase vapeur dès l'entrée de la conduite pour interpréter les variations de débits obtenues en cours d'expérience et les différences entre nos débits expérimentaux et ceux publiés par ailleurs.

Dans ce contexte, il semble difficile d'envisager des écarts dus aux phénomènes de nucléation pour interpréter les mesures de débit.

D'autre part, les différents paramètres analysés jusqu'ici ne permettent pas d'interpréter les écarts entre les deux CFC. Nous proposons donc d'analyser l'influence sur les débits de la prise en compte de deux températures différentes.

IV-3-6-a Modèle Gelé HFM

La façon la plus simple de prendre en compte des écarts thermiques après la nucléation est de considérer un cas extrême et supposer qu'il n'y a pas de changement de phase au long de l'écoulement, modèle gelé HFM. Rappelons que ce modèle conduit à l'équation de Bernoulli pour les faibles taux de vapeur mais permet de calculer un débit critique si la fraction de gaz est suffisante.

Les débits calculés selon cette démarche sont reportés sur la figure IV-3-9 en fonction de la qualité amont pour les trois fluides utilisés, pour une pression initiale de $3,7 \cdot 10^5$ Pa. Il est clair que les valeurs obtenues surestiment largement les débits mesurés expérimentalement. Effectivement, même si on considère la présence d'une phase vapeur correspondant à la vidange de 30% de la masse du réservoir, ce modèle prévoit un écoulement qui n'est pas bloqué.

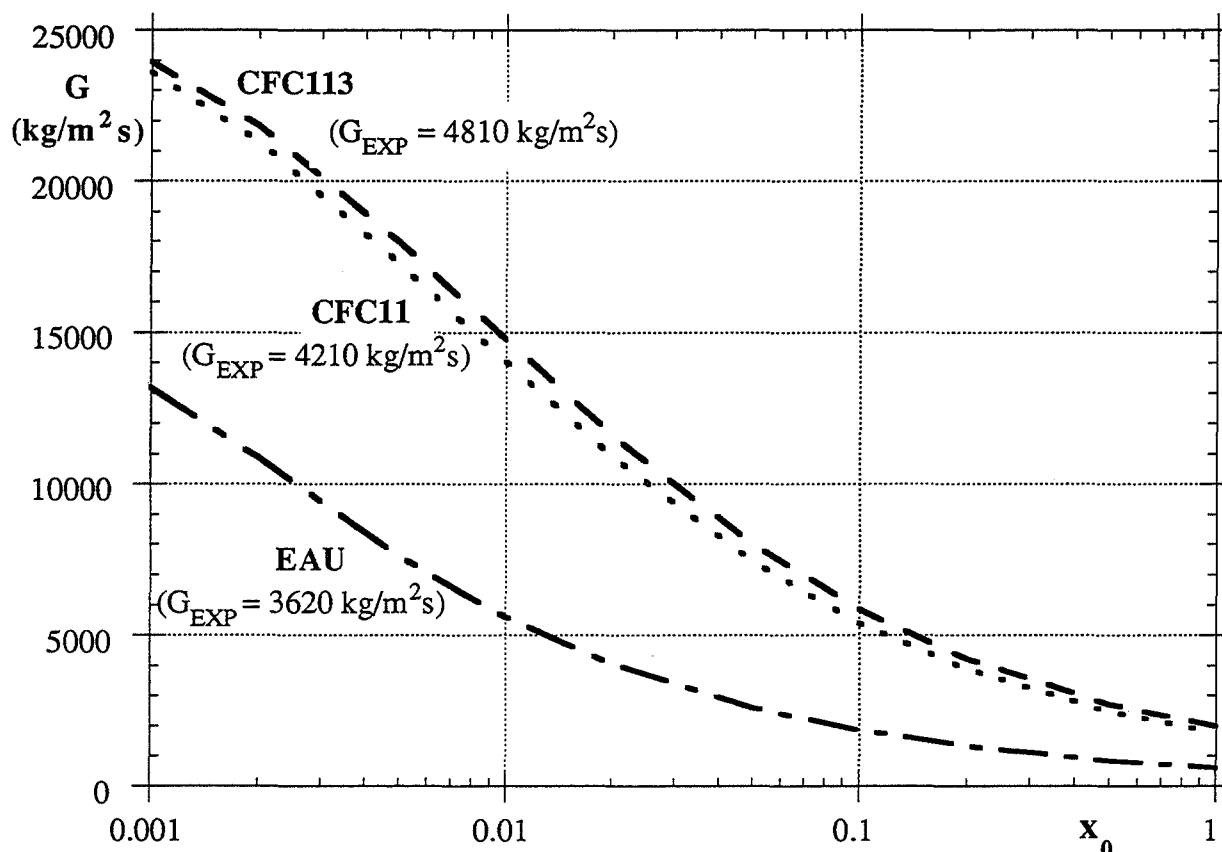


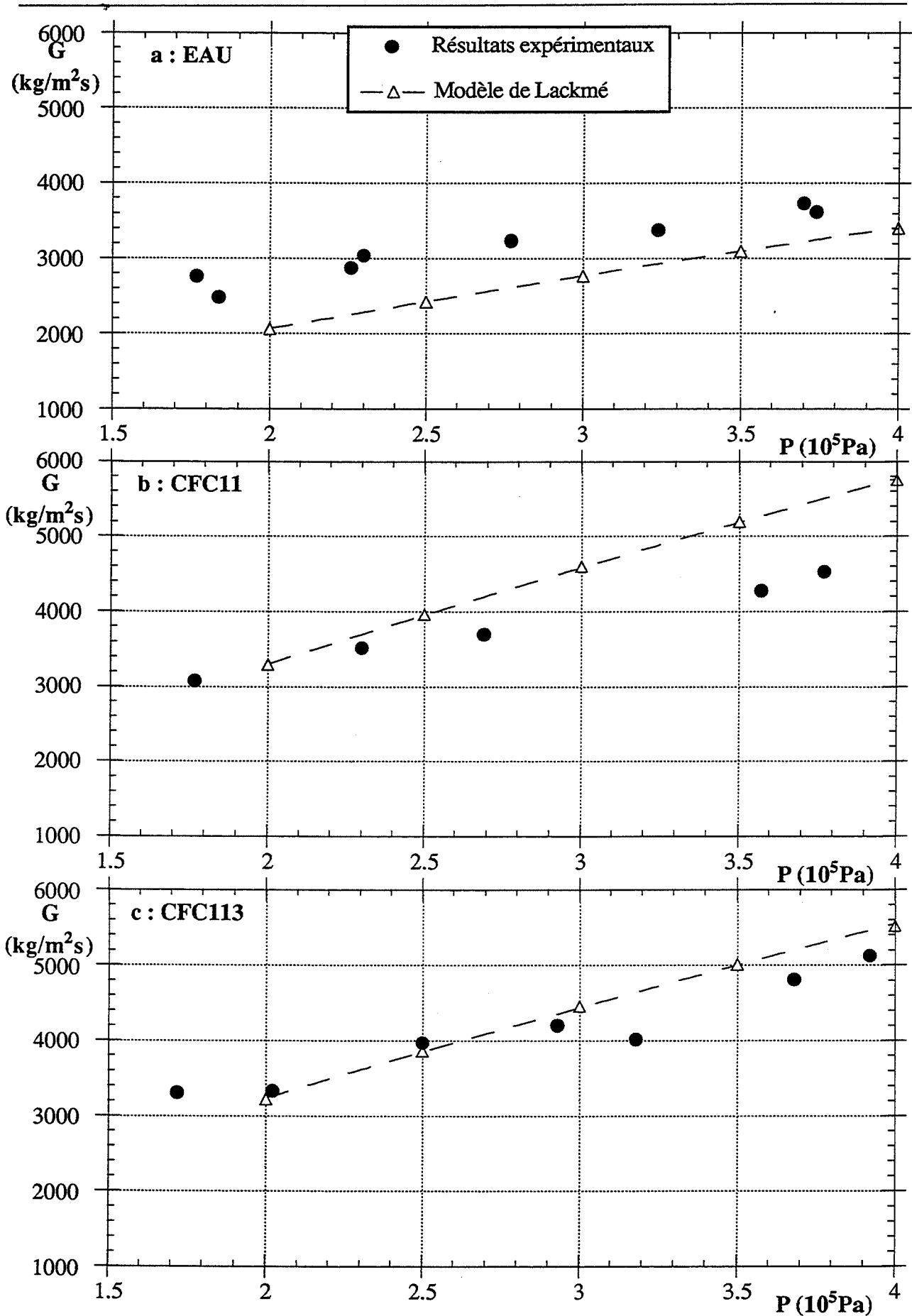
Figure IV-3-9 : Débits calculés avec le modèle HFM, pour les trois fluides, en fonction de la qualité. $P = 3,7 \cdot 10^5$ Pa.

Ces écarts importants entre les débits expérimentaux et le modèle HFM ne sont pas surprenants dans la mesure où nous avons mis en évidence des écarts à l'équilibre très faibles : il serait surprenant que la vaporisation ne puisse se faire dans la conduite où la perte de pression est nettement plus importante.

IV-3-6-b Modèle de Lackmé

Rappelons que le modèle de Lackmé prend en compte les deux types d'écarts présentés en introduction : retard à la nucléation et persistance d'une différence de température entre une partie du liquide (qui reste à la température initiale) et la fraction vaporisée. Ce paragraphe s'appuie sur les débits calculés avec le code FLIERS [35] qui prend en compte les frottements.

Les débits expérimentaux et ceux calculés par cette méthode sont reportés sur les figures IV-3-10. De même que précédemment nous avons reporté dans le tableau IV-3-9 les écarts entre les mesures et les estimations pour la pression de $3,7 \cdot 10^5$ Pa.



Figures IV-3-10 : Comparaison entre les débits expérimentaux et ceux estimés par le modèle de Lackmé, code FLIERS [35].

	EAU	CFC11	CFC113
G_{LAC} (kg/m ² s)	3200	5400	5200
G_{EXP} / G_{LACK}	1,13	0,78	0,92

Tableau IV-3-9 : Comparaison avec le modèle de Lackmé pour une pression initiale de $3,7 \cdot 10^5$ Pa.

La première remarque importante est que ce modèle permet d'estimer les débits mesurés avec une précision relativement bonne. Nous constatons effectivement que, pour la pression initiale choisie comme référence les écarts sont inférieurs à 20%. Cependant, nous constatons aussi des écarts en fonction de la nature des fluides :

Pour toute la gamme de pression, ce modèle sous-estime les débits expérimentaux obtenus avec de l'eau, même si ces écarts restent faibles.

D'autre part, ces hypothèses semblent montrer un comportement différent entre les deux CFC. Effectivement, les débits calculés avec cette méthode restent très proches de ceux obtenus avec le CFC113 alors qu'ils surestiment les mesures du CFC11.

La comparaison entre les débits calculés avec cette méthode et ceux obtenus sans prendre en compte ce phénomène (Débits calculés avec uniquement des frottements) confirme ce résultat : ce rapport est supérieur pour le CFC113 par rapport au CFC11.

IV-3-6-c Conclusions des écarts à l'équilibre

Les débits estimés par deux méthodes ont été analysés dans ce paragraphe :

Négliger tous les transferts de masse au long de l'écoulement conduit à largement surestimer les débits expérimentaux. Il est clair que cette hypothèse est irréaliste et semble trop éloignée de la réalité pour pouvoir être utilisée afin d'étudier l'influence d'un écart de température entre les deux fluides.

D'autre part, nous avons comparé les résultats expérimentaux aux débits estimés à partir des hypothèses de Lackmé. Cette méthode conduit à estimer les débits avec une relativement bonne précision. Une première remarque à propos de ce modèle : il suppose que la vaporisation commence uniquement si la pression est égale à k fois la pression initiale (k variant de 0,95 à 0,97), or les mesures effectuées dans le réservoir montrent des écarts plus faibles.

La comparaison entre les débits mesurés et ceux estimés avec ce modèle en fonction de la nature des fluides nous paraît intéressante. Nous avons constaté que la prise en compte des températures différentes, et donc d'écart à l'équilibre thermodynamique, conduit à sous-estimer les débits obtenus avec l'eau.

De plus, il existe des différences entre les deux CFC : ce modèle prédit des écarts à l'équilibre plus importants pour le CFC113 que pour le CFC11. Remarquons que les mesures expérimentales n'ont pas permis de constater des différences de comportement entre ces deux fluides dans le réservoir. Ce phénomène semble donc plutôt lié aux transferts de chaleur et donc aux transferts de masse au long de l'écoulement.

IV-3-7 CONCLUSIONS DE LA COMPARAISON DES ÉCOULEMENTS POUR LES DIFFÉRENTS FLUIDES

Plusieurs phénomènes influencent un écoulement diphasique. L'étude bibliographique a montré que plusieurs méthodes ont été préconisées pour décrire un tel écoulement. Cependant, l'influence de la nature du fluide – ou, en d'autres termes, la comparaison entre mesures expérimentales et estimations de modèles en fonction de ce paramètre – a été peu étudiée. Nous n'avons pas voulu proposer un modèle supplémentaire mais nous avons cherché à analyser quel phénomène devait être pris en compte en fonction des caractéristiques du fluide considéré. Ce choix explique la démarche proposée dans ce chapitre.

Dans un premier paragraphe nous avons vérifié que les conclusions obtenues avec l'eau pour expliquer les évolutions de débits mesurées en cours de vidange pouvaient s'appliquer aux résultats expérimentaux des CFC.

Par la suite, nous avons étudié les écarts entre les débits mesurés et ceux calculés par les modèles.

En premier lieu, nous avons analysé le modèle de base IHE. Cette méthode permet d'estimer un débit avec une précision qui, selon l'utilisation, peut être jugée suffisante ($\pm 20\%$ pour la pression la plus élevée pour les trois fluides mais différence de 60% avec l'eau à faible pression). Toutefois, il est apparu que les hypothèses de ce modèle ne permettent pas de décrire correctement l'écoulement : les différences entre les températures enregistrées sur la conduite et celles calculées sont importantes. De plus, il existe des écarts, faibles mais systématiques, en fonction de la nature des fluides, entre les débits évalués ainsi et ceux mesurés expérimentalement.

Ces deux constatations nous ont amenés à étudier et remettre en cause les simplifications à la base de ce modèle.

L'hypothèse d'isentropie amène à négliger les frottements ainsi que les échanges de chaleur. La simple prise en compte du premier phénomène, sans chercher à optimiser les différents paramètres, permet d'améliorer notablement les mesures effectuées sur la conduite. Par contre, l'hypothèse d'adiabaticité semble pouvoir être conservée.

En ce qui concerne les débits, les différences entre expériences et modèles sont alors plus importantes, conséquence logique de l'augmentation de la perte de pression. Dans ces conditions, les débits sont sous-estimés.

Nous avons alors analysé l'influence d'une différence de vitesses entre les deux phases.

Les débits estimés en calculant un coefficient de glissement ont été comparés aux mesures expérimentales. Il est apparu que ces méthodes surestiment (jusqu'à un facteur 2,5) les débits mesurés –conséquence de la recherche d'un maximum mathématique. Cette constatation nous a conduits à analyser l'influence d'un coefficient de glissement en comparant les estimations de ces modèles aux débits calculés par le modèle IHE. Ceci a montré une forte sensibilité de l'eau à ce paramètre, conséquence d'une plus grande différence entre les volumes spécifiques du gaz et du liquide. Par contre, la prise en compte d'un coefficient de glissement n'a pas permis d'expliquer les écarts constatés entre les deux CFC.

L'estimation d'une différence de vitesses à partir d'une corrélation a conduit aux mêmes conclusions.

Enfin, la dernière simplification du modèle IHE, hypothèse d'équilibre, a été discutée. Cette partie ne peut être dissociée des études dans le réservoir où nous avons montré que les écarts à l'équilibre restent faibles. Cependant, deux conclusions se dégagent de la comparaison entre les débits mesurés et ceux estimés par le modèle de Lackmé : d'une part ce modèle sous-estime les débits obtenus avec l'eau, ce qui semble confirmer l'influence d'une différence de vitesses entre les deux phases ; d'autre part, l'écoulement obtenu avec le CFC113 paraît plus sensible à ce phénomène, ce qui peut expliquer les différences constatées entre les deux CFC.



CONCLUSION

Le principal objectif de ce travail était la comparaison de plusieurs fluides dans une même installation. La conception et la réalisation de ce montage expérimental nous ont obligés à résoudre de nombreux problèmes techniques, nouveaux dans un laboratoire de sécurité industrielle qui venait d'être créé. Ce contexte, et les contraintes de délai qui l'accompagnaient, nous ont conduits à limiter l'ambition de ce montage à la comparaison de fluides ni toxiques, ni inflammables et à un domaine de pressions ne dépassant pas 0,4 MPa. C'est dans ces conditions que nous avons réalisé puis exploité une campagne expérimentale avec de l'eau, du CFC11 et du CFC113.

Les premiers essais, réalisés avec de l'eau et plusieurs géométries de conduite, ont mis en évidence l'influence de l'évolution des conditions dans le réservoir : la présence d'une phase vapeur à l'entrée de la conduite permet d'expliquer les variations de débit constatées en cours de vidange. Cependant, une comparaison basée sur la variation de masse dans le réservoir montre une certaine influence du diamètre.

La géométrie qui donne lieu aux débits les plus stables a été retenue pour analyser l'influence de la nature du fluide. Les mesures effectuées dans le réservoir montrent que les variations de pression sont plus importantes pour les CFC que pour l'eau. Des phénomènes liés à la nucléation peuvent expliquer ces différences. En dépit de ces variations, le liquide reste très proche des conditions d'équilibre, avec un degré de surchauffe très faible. Pour l'analyse des écoulements, nous avons choisi de comparer les débits expérimentaux à ceux estimés par le modèle IHE, puis nous avons analysé l'influence des phénomènes négligés par ce modèle.

Dans le cadre d'une étude de sécurité industrielle, il paraît important d'obtenir une méthode qui puisse être utilisée pour n'importe quel fluide et qui ne nécessite pas une description trop poussée des conditions initiales. Ces deux points peuvent conduire à une moins bonne estimation du débit. Mais une telle démarche nécessite de considérer un problème dans son ensemble ; l'estimation du débit diphasique n'est qu'un maillon de la chaîne et son degré de précision doit rester en harmonie avec la modélisation des autres phénomènes.

Dans ce sens, nos résultats expérimentaux montrent que l'estimation du débit fournie par le modèle le plus simple peut être une bonne approximation pour les trois fluides testés. Cependant l'étude des phénomènes ultérieurs (jet, nuage...) nécessite de connaître les caractéristiques du fluide à la sortie, ce que ne permet pas ce modèle. En considérant une perte de pression due aux frottements, la modélisation des mesures effectuées sur la conduite est améliorée ; il est donc indispensable de prendre en compte ce paramètre. Cette démarche conduit alors à sous-estimer le débit mesuré pour les trois fluides utilisés, ce qui est contraire aux objectifs d'une étude de sécurité où le terme source doit être majoré. Notre travail montre alors qu'il est nécessaire de quantifier les différences de vitesses et les écarts à l'équilibre pour décrire le comportement des trois fluides étudiés.

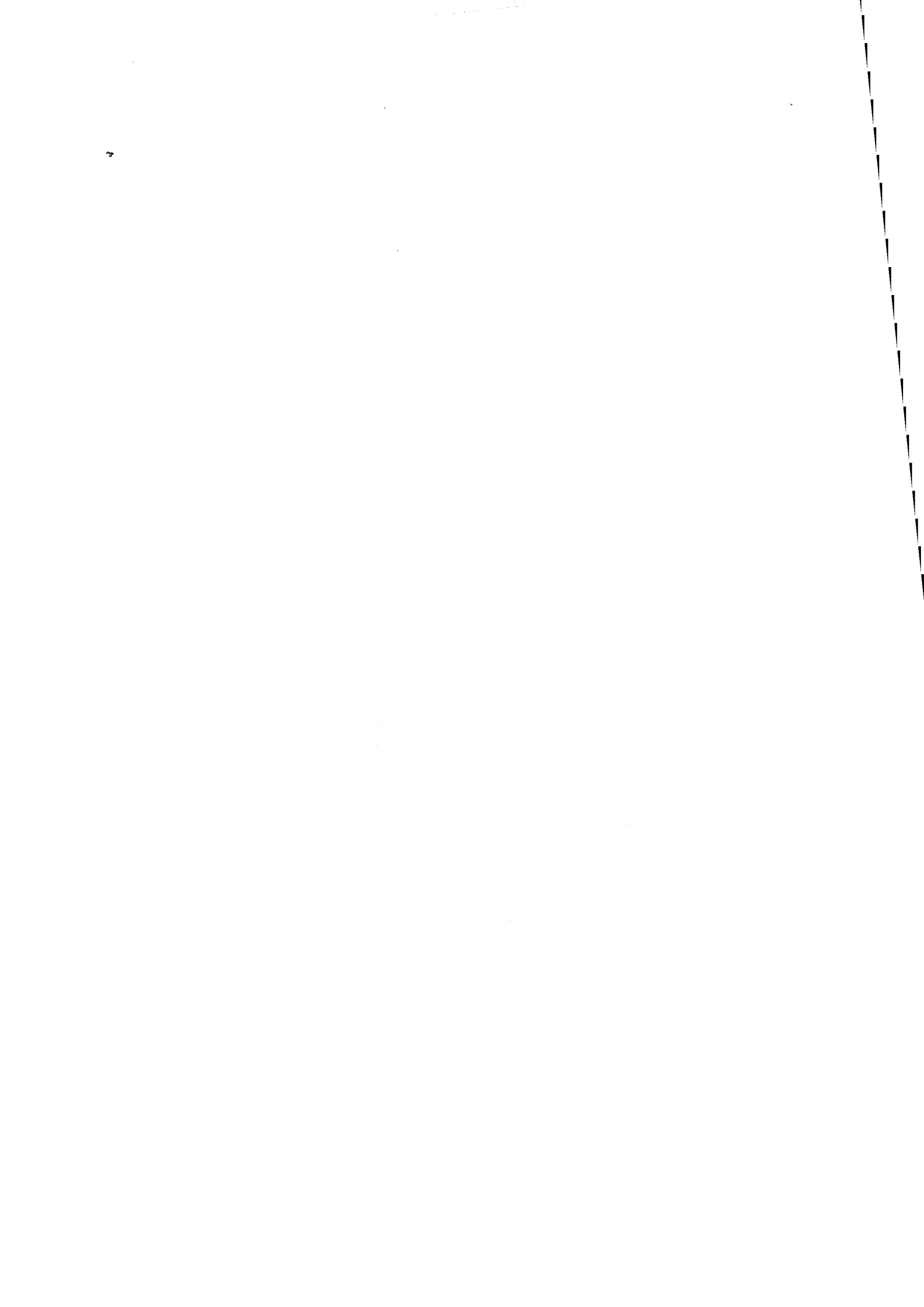
- Les différences de vitesses entre le gaz et le liquide semblent pouvoir être évaluées en estimant l'influence d'un coefficient de glissement lié aux rapports des masses volumiques. Les écoulements en eau sont alors plus sensibles à ce phénomène.
- Même dans nos conditions expérimentales, les écarts à l'équilibre paraissent importants pour différencier les deux fluides frigorigènes.

Il nous semblerait donc intéressant de poursuivre ce travail en se dotant d'une installation qui permettrait de mieux contrôler l'état du fluide dans le réservoir et de vérifier nos conclusions avec d'autres fluides et surtout une instrumentation plus développée (gradient de température dans le réservoir, mesure de densité apparente, taux de vide de l'écoulement). Une telle installation permettrait d'aborder l'influence de la nature du fluide sur les écoulements en discriminant la contribution des différents phénomènes et en particulier la différence de vitesses et les écarts à l'équilibre. Pour la différence de vitesses, il faudrait probablement s'orienter vers un modèle qui tienne compte du taux de vide, et plus généralement de la structure de l'écoulement. L'étude de l'autovaporisation des différents fluides semble envisageable en utilisant la détente à laquelle ils sont soumis dans le réservoir. Les indications obtenues ainsi pourraient utilement être appliquées pour caractériser l'influence des écarts à l'équilibre en écoulement.

Une part importante de ces considérations sera reprise dans le programme GASLIQ qui doit élargir notre travail à de plus nombreux fluides et à une gamme de pressions plus large.

Notre montage sera par ailleurs utilisé pour l'étude du jet diphasique à la sortie de la conduite.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES



-
- [1] AL-SAHAN (M.A.).- On the development of the flow regimes and the formulation of a mechanistic non-equilibrium model for critical two-phase flow.- Ph. D. Thesis, University of Toronto, Department of Mechanical Engineering, 1988.
- [2] ANDREUSSI (P.).- Bubbly flow.- Physical modeling of gas-liquid flows. INP Toulouse, Mai 1989.
- [3] BAILEY (J.F.).- Metastable flow of saturated water.- Trans. ASME, 1951, 73, pp. 1109-1116.
- [4] BAROCZY (C.J.).- A systematic correlation for two-phase pressure drop.- Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 1966, vol 62, n°44, pp. 232-49.
- [5] BERNE (P.).- Analyse critique des modèles de taux d'autovaporisation utilisés dans le calcul des écoulements diphasiques en conduite.- Rapport CEA-R-5205, 1983.
- [6] BILICKI (Z.), KESTIN (J.).- Two-phase flow in a vertical pipe and the phenomenon of choking : homogeneous diffusion model -I Homogeneous flow models.- Int. J. Multiphase Flow, 1983, vol 9, n°3, pp.269-288.
- [7] BILICKI (Z.), KESTIN (J.), PRATT (M.M.).- The effect of three closures on critical conditions in two-phase flow with unequal phase velocities.- U.S. Dpt of Energy, Report n° Multiphase/7, DE-FG02-87 ER-13687, August 1987.
- [8] BRUN (E.A.), MARTINOT-LAGARDE (A.).- Mécanique des fluides.- Tomes I-II-III, Dunod Ed, 1970.
- [9] BOURÉ (J.A.), FRITTE (A.A.), GIOT (M.), RÉOCREUX (M.L.).- Highlights of two-phase critical flow: on the links between maximum flow rates, sonic velocities, propagation and transfer phenomena in single and two-phase flows.- Int. J. Multiphase Flow, 1976, vol 3, n°1, pp. 1-22.
- [10] CETAMA.- Statistique appliquée à l'exploitation des mesures.- Masson, 1986, 443 p.
- [11] CHISHOLM (D.).- Two-phase flow in pipelines and heat exchangers.- I.Chem.E., George Godwin, 1983.
- [12] CICCHITTI (A.), LOMBARDI (C.), SILVESTRI (M.), SOLDAINI (G.), ZAVATARELLI (R.).- Two-phase cooling experiments - Pressure drop, heat transfer and burnout measurements.- Energia Nucleare, 1960, vol 7, n°6, pp.407-525.
- [13] COLLIER (J.G.).- Convective boiling and condensation.- McGraw-Hill, 1980, 435 p.

-
- [14] COLLINS (R.L.).- Choked expansion of subcooled water and the IHE flow model.- J. Heat Transf., vol 100, 1978, pp. 275-279.
- [15] COWLEY (L.T.), TAM (V.H.T.).- Consequences of pressurised LPG releases : the Isle of Grain full scale experiments.- GASTECH 88, 13th International LNG/LPG Conference & Exhibition, Kuala Lumpur, Malaysia, 18-21 October, 1988.
- [16] CREMER & WARNER.- Risk analysis of six potentially hazardous industrial objects in the Rijnmond area, a pilot study.- 1982, Reidel Publishing Co, Holland.
- [17] CURTELIN (R.).- Décompression d'un réservoir de propane liquéfié.- Thèse de Doct., Ecole Centrale Paris, Fev. 1991.
- [18] DAUBERT (T.E.), DANNER (R.P.).- Data compilation tables of properties of pure compounds.- NSRDS, A.I.Ch.E., New York, 1985.
- [19] DELHAYE (J.M.).- Les écoulements diphasiques gaz-liquide en conduite. Entropie, 1981, n°99, pp. 3-25.
- [20] DELHAYE (J.M.).- Two-phase flow patterns.- Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering, Delhaye-Giot-Riethmuller Eds., chap.3, 1981, pp.37-70.
- [21] D.I.E.R.S.- Technology Summary - Emergency relief systems for runaway chemical reactions and storage vessels : a summary of multiphase flow methods. Final Report. D.I.E.R.S. - A.I.Ch.E. 1986.
- [22] DUISER (J.A.).- Escape of liquefied gases from broken pipes.- I.Chem.E. Symp.Ser. : The protection of exothermic reactors and pressurized storage vessels, 1984, n°85, pp.163-172.
- [23] DUKLER (A.E.), WICKS (M.), CLEVELAND (R.G.).- Frictional pressure drop in two-phase flow : a comparison of existing correlations for pressure loss and holdup.- A.I.Ch.E. Journal, 1964, vol 10, pp.38-43.
- [24] DUKLER (A.E.), TAITEL (Y.).- Flow pattern transitions in gas-liquid systems : Measurement and modeling.- Multiphase science and technology, Hewitt G.F. Delhaye J.M., Zuber N., Eds., 1986, vol 2, chap.1, pp.1-94.
- [25] FAUSKE (H.K.).- Some ideas about the mechanism causing two-phase critical flow.- Appl. Sci. Res., 1964, vol 13, pp.149-60.
- [26] FAUSKE (H.K.).- Two-phase two- and one-component critical flow.- Symp. on two-phase flow, Ed. P.M.C. Lacey, Univ. of Exeter, 1965, vol 1, pp.101-14.

-
- [27] FAUSKE (H.K.).- The discharge of saturated water through tubes.- Chem. Engng. Prog., 1965, vol 61, n° 59, pp. 210-216.
- [28] FAUSKE (H.K.).- Flashing flows or : some practical guidelines for emergency releases.- Plant/Operations Progress, 1985, August, vol 4, n°3, pp.132-134.
- [29] FAUSKE (H.K.), LEUNG (J.C.).- New experimental technique for characterizing runaway chemical reactions.- Chem. Engng Prog., 1985, August, pp.39-46.
- [30] FAUSKE (H.K.).- Emergency relief system (ERS) design.- Chem. Engng. Prog., 1985, August, pp. 53-56.
- [31] FAUSKE (H.K.), EPSTEIN (M.).- Source term considerations in connection with chemical accidents and vapor cloud modeling.- Proceedings of the Inter.Conference on Vapor Cloud Modeling, Cambridge, Massachusetts, Nov.2-4, 1987.
- [32] FLETCHER (B.).- Flashing flow through orifices and pipes.- Chem. Engng. Prog., 1984, March, pp.76-81.
- [33] FLETCHER (B.).- Discharge of saturated liquids through pipes.- J. Hazardous Mater., 1984, vol 8, n° 4, pp.377-380.
- [34] FLETCHER (B.), JOHNSON (A.E.).- The discharge of superheated liquids from pipes.- I.Chem.E. Symp.Ser., n° 85, The Protection of Exothermic Reactors and Pressurised Storage Vessels, 1984, pp.149-156.
- [35] FRANCO (J.).- Simulations par le code FLIERS.- Communication personnelle.- Unité TERM, Université Catholique de Louvain.
- [36] FRIEDEL (L.).- Mean void fraction and friction pressure drop : comparison of some correlation with experimental data.- European two-phase flow group meeting, Grenoble, paper A7, 1977.
- [37] FRIEDEL (L.).- Improve friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase pipe flow.- European two-phase flow group meeting, Ispra, paper E2, 1979.
- [38] FRIEDEL (L.), PURPS (S.).- Phase distribution and separation in vessels during depressurisation.- European two-phase flow group meeting, Zürich, 1983.
- [39] FRIEDEL (L.).- Two-phase frictional pressure drop correlation for vertical downflow.- Ger. Chem. Eng., 1985, 8, pp.32-40.

-
- [40] FRIEDEL (L.), MOLTER (E.).- Depressurisation rates during emergency vessel top and bottom venting of two-phase systems.- European two-phase flow group meeting, Paris, paper H4, 1989.
- [41] FRIEDEL (L.), SCHECKER (H.G.), WEHMEIER (G.).- Recalculation of the pressure behaviour in the reactor and in the catchtank during emergency depressurisation. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1992, vol 5, n° 4, pp. 229-233.
- [42] GERUM (E.), STRAUB (J.), GRIGULL (U.).- Superheating in nucleate boiling calculated by heterogeneous nucleation theory.- *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol 22, p. 517. cité par YAN [98].
- [43] GIOT (M.), FRITTE (A.).- Two-phase two- and one-component critical flows with the variable slip model.- *Progress in heat and mass transfer, Proc. Int. Symp. on Two-phase systems*, Pergamon, New-York, Hetsroni, Sideman, Hartwell Eds, vol 6, 1972, pp.651-670.
- [44] GIOT (M.).- Friction factors in single channels.- *Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering*, Delhay-Giot-Riethmuller Eds., 1981, pp.203-223.
- [45] GIOT (M.).- Interfacial equilibrium and nucleation.- *Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering*, Delhay-Giot-Riethmuller Eds., 1981, chap. 6, pp.117-157.
- [46] GIOT (M.).- Critical flows.- *Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering*, Delhay-Giot-Riethmuller Eds., 1981, chap. 18, pp.405-452.
- [47] GIOT (M.).-Critical flows.- Von Karman institute for fluid dynamics, Lecture Series 3, Two-phase flows in major technological hazards, March 1986.
- [48] GIOT (M.).- Experiments and modeling of choked flow.- *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics*, Shah-Ganic-Yang Eds., 1988.
- [49] GROLMES (M.A.), LEUNG (J.C.).- Code method for evaluating integrated relief phenomena.- *Chem. Engng. Progr.* 1985, August, pp. 47-52.
- [50] HARDEKOPF (F.), MEWES (D.).- The pressure ratio of critical two-phase flows.- *Chem. Eng. Technol.*, 1989, 12, pp.89-96.
- [51] HARDEKOPF (F.), MEWES (D.).- Critical pressure ratio of two-phase flows.- *J. Loss Prev.*, 1988, vol 1, July, pp. 134-140.
- [52] HENRY (R. E.), FAUSKE (H.K.), Mc GOMAS (S.T.).- Two phases critical flow at low qualities : I-Experimental.- *Nucl. Sci. Eng.*, July , 41, 1970, pp.79-91.

-
- [53] HENRY (R. E.), FAUSKE (H.K.), Mc GOMAS (S.T.).- Two phases critical flow at low qualities : II-Analysis.- Nucl. Sci. Eng., July , 41, 1970, pp.92-98.
- [54] HENRY (R.E.), FAUSKE (H.K.).- The two-phase critical flow of one-component mixtures in nozzles, orifices, and short tubes.- J. Heat Transf., vol 95, 1971, pp. 179-189.
- [55] ISHII (M.), CHAWLA (T.C.), ZUBER (N.).- Constitutive equation for vapor drift velocity in two-phase annular flow. A.I.Ch.E. Journal.,1976, vol 22, n°2, pp. 283-289.
- [56] ISHII (M.).- One dimensional drift flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes.- ANL Report-77-47,1977.
- [57] ISHII (M.), ZUBER (N.).- Drag coefficient and relative velocities in bubbly, droplet or particulate flows.- A.I.Ch.E. Journal, 1979, vol 25, n°5, pp. 843-855.
- [58] JONES (M.R.O.), UNDERWOOD (M.C.).- The small-scale release rate of pressurised liquefied propane to the atmosphere.- I.Chem.E. Symp. Ser. : The protection of exothermic reactors and pressurized storage vessels, 1984, n°85, pp. 157-162.
- [59] KEVORKOV (L.R.), LUTOVINOV (S.Z.), TIKHONENKO (L.K.).- Influence of the scale factors on the critical discharges of saturated water from straight tubes with a sharp inlet edge.- Thermal Engng. , 24, 7, 1977, pp. 58-61.
- [60] KLEIN (H.H.).- Analysis of DIERS venting tests : validation of a tool for sizing emergency relief systems for runaway chemical reactions.- Plant/Operations Progress,1996, vol 5, n°1, pp. 1-10.
- [61] LACKME (C.).- Limitation de l'autovaporisation d'un liquide sursaturé liée à l'expulsion sonique des phases.- Rapport CEA R-4942, 1978.
- [62] LACKME (C.).- Autovaporisation dans une conduite d'un liquide saturé ou sous-refroidi à l'entrée.- Rapport CEA R-4957, 1979.
- [63] LANNOY (A.).- La recherche scientifique et les phénomènes physiques intervenant lors des accidents majeurs.- Annales des Mines, Les risques technologiques majeurs, Octobre-Novembre 1986, pp. 9-17.
- [64] LANZY (R.J.).- Vapor cloud source modeling workshop Chairman's Report.- Plant/Operations Progress, 1992, vol 11, n°1, pp. 41-45.
- [65] LEBART (L.), MORINEAU (A.), FENELON (J.P.).- Traitement des données statistiques.- Dunod, 1979, 510 p.

-
- [66] LEUNG (J.C.).- A Generalized Correlation for One-component Homogeneous Equilibrium Flashing Choked Flow.- A.I.Ch.E. Journal, 1986, vol 32, n° 10, October, pp. 1743-1746.
- [67] LEUNG (J.C.).- Size safety relief valves for flashing liquids.- Chem. Engng. Prog., 1992, February, pp. 70-75.
- [68] MAENO (K.), KOSUGI (S.), HANAOKA (Y.).- A study of R-113 pool flashing under rapid depressurisation.- Nippon Kikai Gakkai Ronbunshu B Hen, vol 53, p.193. cité par YAN [98].
- [69] MARTINELLI (R.C.), BOELTER (L.M.K.), TAYLOR (T.H.M.), THOMSON (E.G.), MOEN (R.H.).- Isothermal pressure drop for two-phase two-component flow in a horizontal pipe.- Trans. A.S.M.E., vol 66, n°2, 1944, pp. 139-151.
- [70] The MARVIKEN full-scale critical flow tests.- Results from test 24.- Joint reactor safety experiments in Marviken power station.- Sweden, 1979.
- [71] MOODY (F.J.).- Maximum flow rate of a single-component two-phase mixture.- J. Heat Transf., Ser.C, 1965, vol 87, pp. 134-142.
- [72] MOODY (F.J.).- Maximum two-phase vessel blowdown from pipes.- J. Heat Transf., 1966, vol 88, pp. 285-293.
- [73] National Bureau of Standart.- Thermocouple Reference Tables.- NBS Monograph 125, Washington, D.C. 1979.
- [74] NIELSEN (D.S.).- Validation of two-phase outflow model- J. Loss Prev. Process Ind., 1991, vol 4, July, pp.236-241.
- [75] NYREN (K.), WINTER (S.).- Two phase discharge of liquified gases through pipes. Field experiments with ammonia and theoretical model.- I.Chem.E. Symp.Ser., 4th Intern.Symp. on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, 1983, n°80, pp E1-E11.
- [76] NYREN (K.), WINTER (S.).- Discharge of condensed sulfur dioxide : a field test study of the source behaviour with different release geometries.- J. of Hazardous Materials, 1987, n°14, pp. 365-386.
- [77] OGASAWARA (H.).- A theoretical approach to two-phase critical flow. 4th report: Experiments on Saturated Water Discharging through Long Tubes.- Bulletin of J.S.M.E., 1969, vol 12, n° 52, pp. 837-846.
- [78] RICHTER (H. J.).- Separated two-phase flow model: Application to critical two-phase flow.- Int.J. Multiphase Flow, 1983, vol 9, n°5, p. 511-530

-
- [79] ROHSENOV (W.M.), HARTNETT (J.P.), GANIĆ (E.N.).- Handbook of heat transfer fundamentals.- 2nd edition, McGraw Hill, 1985, 1440 p.
- [80] SALLET (D.W.), ROD (S.R.), PALMER (M.E.), NASTOLL (W.), GUEHLER (M.).- Discharge of a flashing liquid through tubes.- Proc. Multiphase flow and heat transfer symp., Miami, 1979, pp. 1597-1613.
- [81] SCHWELLNUS (C.F.), SHOUKRI (M.).- A two-fluid model for non-equilibrium two-phase critical discharge.- Canadian Journal of Chemical Engineering, 1991, vol 69, Feb., pp.188-197.
- [82] SEYNHAEVE (J.M.), GIOT (M.).- Critical flow of flashing water through long tubes.- Light water reactors: basic heat transfer studies, pp.409-19.
- [83] SEYNHAEVE (J.M.).- Etude expérimentale des écoulements diphasiques critiques à faible titre.- Thèse de Doct., Unité de Thermodynamique, Université Catholique de Louvain, 1980.
- [84] SHIN (T.S.), JONES (O.C.J.).- An active model for flashing.- Nuclear Engineering, 1986, vol 95, pp.185-496.
- [85] SIIKONEN (T.).- A Study of critical two-phase flow models.- Nucl. Engng. Design 73, 1982, pp.293-302. cité par van den Akker [93].
- [86] SIMPSON (H.C.), ROONEY (D.H.), GRATTAN (E.), AL-SAMARRAE (F.).- Two-phase flow in large diameter horizontal tubes.- European two-phase flow group meeting, Grenoble, paper A6, 1977.
- [87] SKOULODIS (A.N.), KOTTOWSKI (H.M.).- One-dimensional analysis of five depressurisation cases for vessels with top or bottom vent lines.- Eurotherm seminar nr 14, Heat transfer and major technological hazards, Louvain-la-Neuve, May 1990.
- [88] SOZZI (G.L.), SUTHERLAND (W.A.).- Critical flow of saturated and subcooled water at high pressure.- Non-Equilibrium Two-phase Flows, A.S.M.E. Winter Meeting, Lahey-Wallis Eds., 1975, pp. 19-26.
- [89] UCHIDA (H.), NARIAI (H.).- Discharge of saturated water through pipes and orifices.- A.S.M.E., Proc. 3rd Int.Heat Transfer Conf., 1966, vol 5.
- [90] Union des Industries Chimiques, Emission à la brèche - Débit en phase gazeuse - Débit en phase liquide - Formation et vaporisation des flaques.- Cahier de Sécurité n°11, UIC, 64 Avenue Marceau, 75008 Paris, Septembre 1987.

-
- [91] VAN DEN AKKER (H.E.A.), SNOEY (H.), SPOELSTRA (H.).- Discharges of pressurised liquefied gases through apertures and pipes.- I.Chem.E.Symp.Ser., 4th Intern. Symp. on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, 1983, n°80, pp.E23-E35.
- [92] VAN DEN AKKER (H.E.A.), BOND (W.M.).- Discharges of saturated and superheated liquids from pressure vessels. Prediction of homogeneous choked two-phase flow through pipes.- The Protection of Exothermic Reactors and Pressurised Storage Vessels, Proc. Int. Symp., I.Chem.E. Symp.Ser., n°85, 1984, pp. 91-108.
- [93] VAN DEN AKKER (H.E.A.).- Discharges of saturated liquefied gases from pressure vessels.- Von Karman institute for fluid dynamics, Lecture Series 3, Two-phase in major technological hazards, March 1986.
- [94] VROMMAN (Th.).- Modélisation des écoulements critiques diphasiques dans un homogénéisateur de fluides pétroliers.- Thèse de Doct., Unité de Thermodynamique, Université Catholique de Louvain, Mai 1988.
- [95] WALLIS (G. B.).- One dimensional two-phase flow.- Mc Graw-Hill, 1969.
- [96] WALLIS (G. B.).- Critical two-phase flow.- Int.J. Multiphase Flow, vol 6, 1980, pp.97-112.
- [97] YAN (F.), GIOT (B.), BOLLE (L.).- Mechanism of bubble generation in adiabatic vessels and pipes : experiments and theoretical study. Phase Change Heat Transfer, 1991, Ed. E.Hensel et al., ASME.
- [98] YAN (F.).- Modélisation de l'autovaporisation en écoulements subcritiques et critiques.- Thèse de Doct., Unité de Thermodynamique, Université Catholique de Louvain, Décembre 1991.
- [99] ZALOUDEK (F.R.).- The critical flow of hot water through short tubes.- Hanfort Atomic Products Operation, HW-77594, 1963. cité par Fauske [26].
- [100] ZUBER (N.), FINDLAY (J.A.).- Average volumetric concentration in two-phase flow systems. J. Heat Transfer, vol 87, 1965, pp. 453-468.

ANNEXES

ANNEXE I : COMPARAISON DES MÉTHODES IHE-ERM.	A2
ANNEXE II : PROPRIÉTÉS DES FLUIDES.	A4
ANNEXE III : ESTIMATION DE LA PRÉCISION DU DÉBIT.....	A8
ANNEXE IV : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.....	A11

ANNEXE I : COMPARAISON DES MÉTHODES IHE-ERM.

Fauske propose d'introduire des hypothèses supplémentaires au modèle IHE, ce qui conduit au modèle nommé ERM. Cette démarche a été présentée dans l'étude bibliographique mais les estimations de ce modèle n'ont pas été comparées aux résultats expérimentaux.

Rappelons, tout d'abord, que les conditions critiques peuvent être calculées par l'annulation du déterminant de la matrice résultant des équations différentielles de conservation. Cette démarche conduit, avec les hypothèses du modèle IHE et en utilisant la relation de Clapeyron, à l'expression du débit critique [94] :

$$G_C^2 = \frac{h_{LG}}{v_{LG} \left(\frac{C_p T v_{LG}}{h_{LG}} + v_L \right) + x (v_{LG} (v_{LG} + h_{LG}') - h_{LG} v_{LG}')}$$

Si on considère une qualité faible (x petit) et qu'on néglige le volume massique du liquide v_L , le dénominateur se réduit à un seul terme et on obtient l'expression du débit préconisée par Fauske :

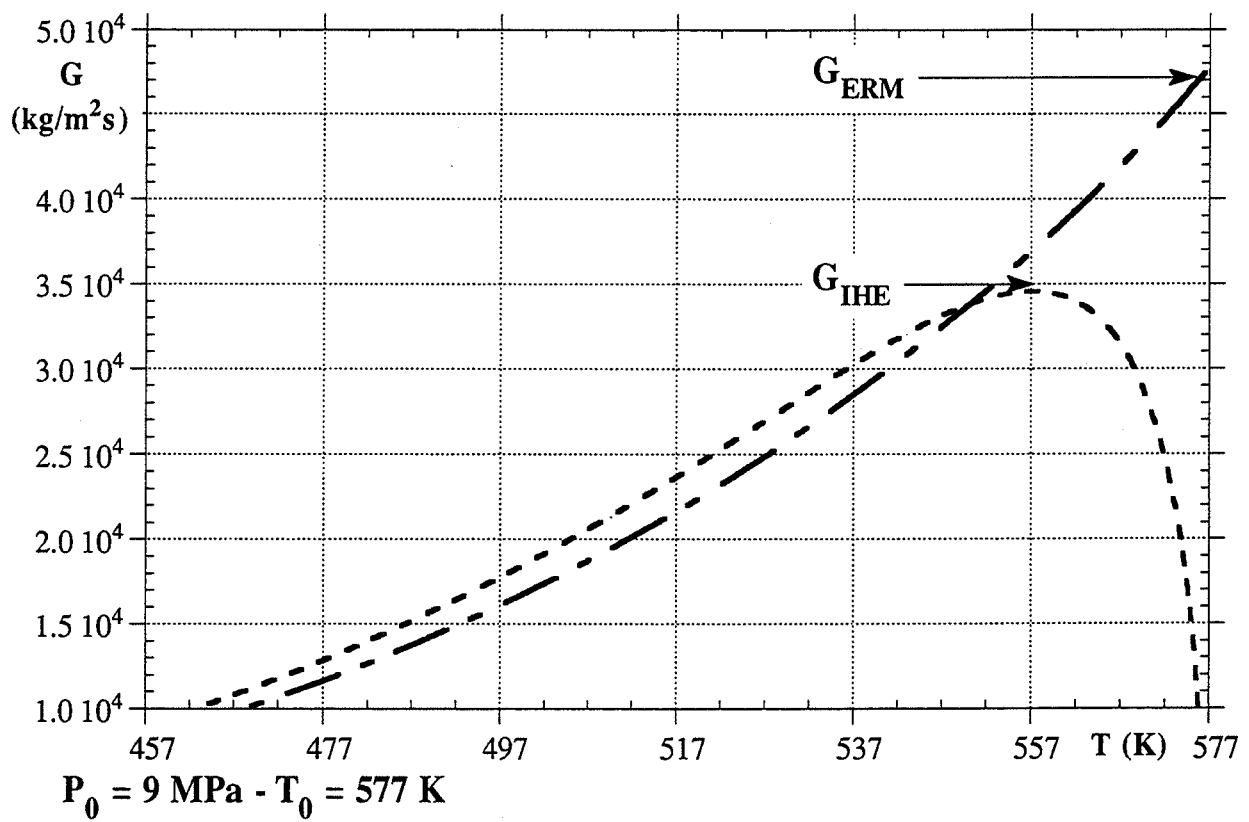
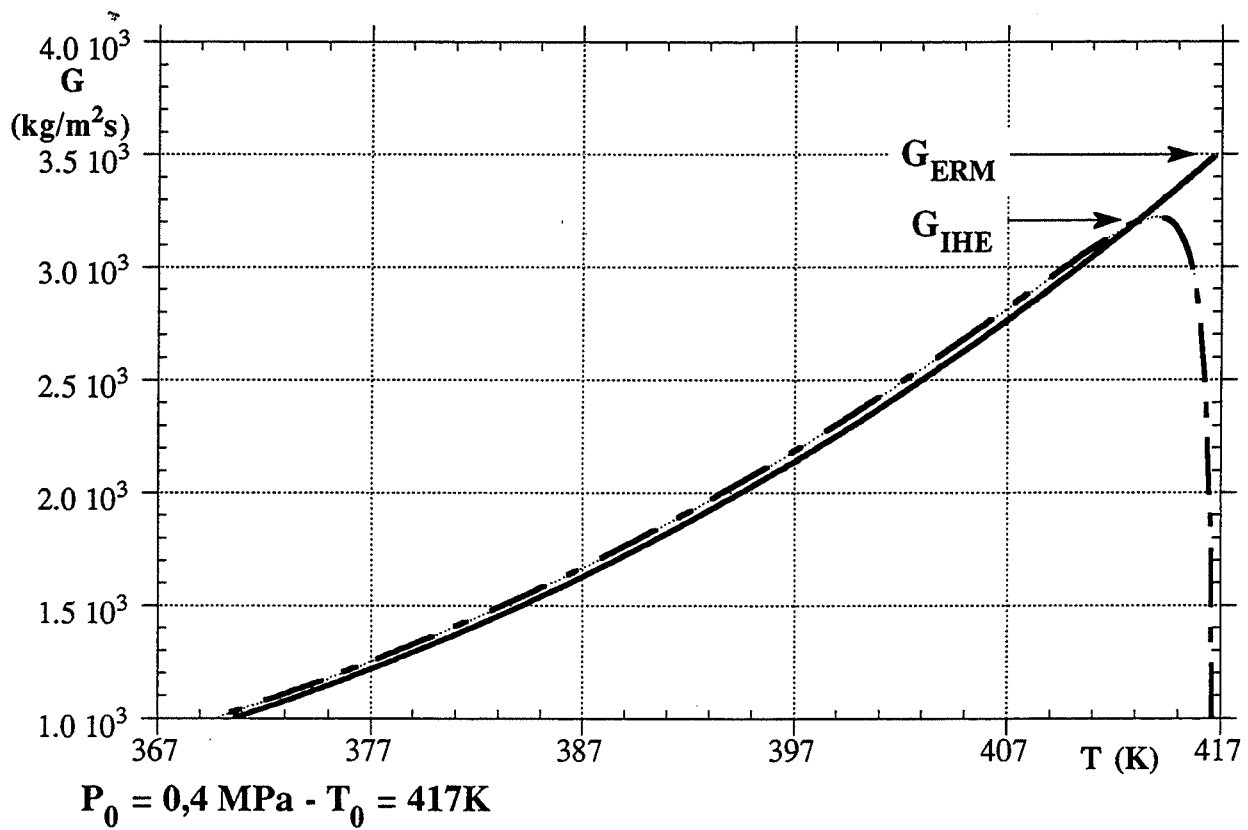
$$G_C = \frac{h_{LG}}{v_{LG} \sqrt{C_p T}}$$

Le modèle ERM suppose, en outre, que la pression critique n'est pas très différente de la pression dans le réservoir et utilise cette expression de débit critique avec les conditions en amont.

Nous avons comparé les résultats obtenus par ces deux modèles –IHE et ERM– pour de l'eau avec des pressions initiales différentes.

Sur la première figure, eau à faible pression, nous constatons que la pression critique déterminée par IHE est effectivement proche de la pression dans le réservoir ; il s'ensuit que les débits calculés par IHE ou par ERM sont voisins. Par contre dans le cas de l'eau à haute pression, la pression critique déterminée par IHE est plus éloignée de la pression dans le réservoir ; la méthode de Fauske introduit alors des différences plus importantes.

Le principal avantage de la méthode ERM est d'obtenir une expression directe du débit critique en fonction des conditions initiales. Cet argument ne nous paraît pas déterminant étant donné les facilités de calcul offertes par n'importe quel micro ordinateur. Il nous semble donc plus intéressant de retenir le modèle IHE.



Comparaison du calcul du débit diphasique pour les méthodes IHE et ERM.

ANNEXE II : PROPRIÉTÉS DES FLUIDES.

Les grandeurs thermodynamiques sont présentées sous forme de tableaux, extraits de "Thermodynamique Technique" M.Bailly, Ed Bordas, 1971 pour l'eau et données fournies par Dehon service, distributeur des Foranes[®], Atochem. Nous présentons ensuite les valeurs calculées avec les équations retenues pour la résolution numérique des modèles (dans tous les cas, $h_L = 0$ et $s_L = 0$ pour $T = 0^\circ\text{C}$), puis les autres caractéristiques des fluides utilisées dans ce travail.

	Masse molaire g/mol	Température d'ébullition à 1 atm		Coordonnées du point critique			
		°C	K	Température		Pression 10 ⁵ Pa	Volume spécifique m ³ /kg
				°C	K		
EAU	18,02	100,0	373,15	374,15	647,29	221,29	0,003155
CFC11	137,38	23,7	296,85	198	471,15	44,09	0,001806
CFC113	187,39	47,6	320,75	214,1	487,25	34,10	0,001735

constantes thermodynamiques de l'EAU à l'équilibre,

Thermodynamique Technique M.Bailly Ed Bordas, 1971

Température °C K		Pression 10 ⁵ Pa	Volume spécifique 10 ⁻³ m ³ /kg		Enthalpie spécifique kJ/kg		Chaleur de vaporisation kJ/kg	Entropie spécifique kJ/kg/K	
			liquide	vapeur	liquide	vapeur		liquide	vapeur
T		P	v_L	v_G	h_L	h_G	h_{LG}	s_L	s_G
100	373,15	1,013	1,0435	1673	418,8	2674	2255	1,306	7,350
105	378,15	1,208	1,0474	1419	439,9	2681	2241	1,362	7,291
110	383,15	1,433	1,0515	1210	461,0	2689	2228	1,417	7,234
115	388,15	1,691	1,0558	1036	482,2	2697	2215	1,472	7,178
120	393,15	1,986	1,0603	801,7	503,3	2704	2201	1,527	7,125
125	398,15	2,312	1,0649	770,4	524,7	2712	2187	1,580	7,073
130	403,15	2,702	1,0697	668,3	546,0	2719	2173	1,633	7,022
135	408,15	3,131	1,0747	582,0	567,3	2725	2158	1,686	6,973
140	413,15	3,615	1,0798	508,7	588,7	2732	2143	1,738	6,926
145	418,15	4,156	1,0851	446,1	610,0	2738	2128	1,789	6,879

constantes thermodynamiques du CFC11 à l'équilibre,

Dehon service.

Température °C K		Pression 10 ⁵ Pa	Volume spécifique 10 ⁻³ m ³ /kg		Enthalpie spécifique kJ/kg		Chaleur de vaporisation kJ/kg	Entropie spécifique kJ/kg/K	
T	P		liquide v _L	vapeur v _G	liquide h _L	vapeur h _G		liquide s _L	vapeur s _G
23	296,15	0,984	0,675	175,2	19,97	200,56	180,59	0,0700	0,6798
24	297,15	1,020	0,676	169,5	20,84	201,06	180,22	0,0730	0,6795
25	298,15	1,056	0,677	164,0	21,72	201,57	179,85	0,0759	0,6791
30	303,15	1,254	0,683	139,8	26,10	204,07	177,97	0,0904	0,6775
35	308,15	1,479	0,688	119,8	30,49	206,57	176,08	0,1048	0,6762
40	313,15	1,735	0,694	103,2	34,90	209,05	174,15	0,1189	0,6750
45	318,15	2,023	0,700	89,29	39,33	211,51	172,18	0,1329	0,6740
50	323,15	2,346	0,707	77,64	43,77	213,95	170,18	0,1457	0,6733
55	328,15	2,708	0,713	67,80	48,71	216,36	168,13	0,1603	0,6726
60	333,15	3,111	0,720	59,45	52,71	218,76	166,05	0,1737	0,6721
70	343,15	4,052	0,734	46,21	61,74	223,47	161,73	0,2002	0,6715

constantes thermodynamiques du CFC113 à l'équilibre,

Dehon service.

Température °C K		Pression 10 ⁵ Pa	Volume spécifique 10 ⁻³ m ³ /kg		Enthalpie spécifique kJ/kg		Chaleur de vaporisation kJ/kg	Entropie spécifique kJ/kg/K	
T	P		liquide v _L	vapeur v _G	liquide h _L	vapeur h _G		liquide s _L	vapeur s _G
47	320,15	0,990	0,661	137,9	43,16	189,11	145,95	0,1454	0,6013
48	321,15	1,024	0,662	133,6	44,13	189,75	145,62	0,1484	0,6019
50	323,15	1,094	0,664	125,6	46,06	191,02	144,96	0,1544	0,6030
55	328,15	1,285	0,670	107,9	50,93	194,21	143,28	0,1693	0,6060
60	333,15	1,501	0,676	93,22	55,85	197,39	141,59	0,1842	0,6090
65	338,15	1,745	0,681	80,88	60,80	200,57	139,77	0,1989	0,6122
70	343,15	2,018	0,688	70,49	65,80	203,73	137,93	0,2135	0,6154
80	353,15	2,659	0,700	54,18	75,91	210,03	134,12	0,2424	0,6222
90	363,15	3,444	0,714	42,25	86,15	216,27	130,12	0,2709	0,6291
100	373,15	4,390	0,729	33,37	96,54	222,44	125,90	0,2989	0,6363

constantes thermodynamiques utilisées,

EAU

Température °C K		Pression 10 ⁵ Pa	Volume spécifique 10 ⁻³ m ³ /kg		Enthalpie spécifique kJ/kg		Chaleur de vaporisation kJ/kg	Entropie spécifique kJ/kg/K	
T	P		liquide v _L	vapeur v _G	liquide h _L	vapeur h _G		liquide s _L	vapeur s _G
100	373,15	1,013	1,052	1666	419,3	2677	2257	1,308	7,358
110	383,15	1,432	1,062	1205	462,4	2692	2230	1,419	7,241
120	393,15	1,984	1,072	888,9	503,5	2706	2203	1,528	7,131
130	403,15	2,698	1,083	666,6	545,6	2720	2174	1,634	7,027
140	413,15	3,609	1,094	507,6	587,7	2732	2145	1,738	6,928
150	423,15	4,753	1,106	392,0	629,3	2743	2114	1,838	6,833

CFC11

Température °C K		Pression 10 ⁵ Pa	Volume spécifique 10 ⁻³ m ³ /kg		Enthalpie spécifique kJ/kg		Chaleur de vaporisation kJ/kg	Entropie spécifique kJ/kg/K	
T	P		liquide v _L	vapeur v _G	liquide h _L	vapeur h _G		liquide s _L	vapeur s _G
20	293,15	0,884	0,672	194,6	17,35	199,0	181,67	0,0612	0,6809
30	303,15	1,255	0,683	139,5	26,10	204,0	177,95	0,0905	0,6774
40	313,15	1,736	0,695	102,7	34,91	209,0	174,11	0,1190	0,6749
50	323,15	2,347	0,707	77,38	43,77	213,9	170,15	0,1467	0,6731
60	333,15	3,109	0,720	59,37	52,71	218,7	166,04	0,1737	0,6720
70	343,15	4,047	0,734	46,23	61,73	223,5	161,74	0,2001	0,6714

CFC113

Température °C K		Pression 10 ⁵ Pa	Volume spécifique 10 ⁻³ m ³ /kg		Enthalpie spécifique kJ/kg		Chaleur de vaporisation kJ/kg	Entropie spécifique kJ/kg/K	
T	P		liquide v _L	vapeur v _G	liquide h _L	vapeur h _G		liquide s _L	vapeur s _G
50	323,15	1,092	0,665	128,5	46,04	191,0	145,0	0,1542	0,6028
60	333,15	1,497	0,676	96,04	55,83	197,5	141,6	0,1839	0,6089
70	343,15	2,013	0,688	71,85	65,78	203,8	138,0	0,2133	0,6152
80	353,15	2,656	0,701	54,52	75,88	210,1	134,2	0,2422	0,6219
90	363,15	3,444	0,715	42,09	86,13	216,2	130,1	0,2706	0,6288
100	373,15	4,393	0,730	33,09	96,51	222,3	125,8	0,2986	0,6359

autres grandeurs utilisées,

EAU

Température °C K		Pression 10 ⁵ Pa P	Tension superficielle 10 ⁻³ N/m σ	Viscosité dynamique 10 ⁻⁶ Pa s		Viscosité cinématique 10 ⁻⁶ m ² /s	
T				liquide μL	vapeur μG	liquide νL	vapeur νG
100	373,15	1,013	58,6	280	12,1	0,295	20,1
110	383,15	1,432	56,6	252	12,5	0,268	15,0
120	393,15	1,984	54,7	229	12,9	0,246	11,5
130	403,15	2,698	52,8	211	13,3	0,228	8,86
140	413,15	3,609	50,7	195	13,7	0,213	6,96
150	423,15	4,753	48,7	182	14,1	0,200	5,53

CFC11

Température °C K		Pression 10 ⁵ Pa P	Tension superficielle 10 ⁻³ N/m σ	Viscosité dynamique 10 ⁻⁶ Pa s		Viscosité cinématique 10 ⁻⁶ m ² /s	
T				liquide μL	vapeur μG	liquide νL	vapeur νG
20	293,15	0,884	18,0	445	10,7	0,298	2,08
30	303,15	1,255	16,8	395	11,1	0,270	1,55
40	313,15	1,736	15,6	360	11,5	0,252	1,18
50	323,15	2,347	14,4	335	12,1	0,235	0,94
60	333,15	3,109	13,2	310	12,4	0,222	0,74
70	343,15	4,047	12,0	285	12,8	0,210	0,59

CFC113

Température °C K		Pression 10 ⁵ Pa P	Tension superficielle 10 ⁻³ N/m σ	Viscosité dynamique 10 ⁻⁶ Pa s		Viscosité cinématique 10 ⁻⁶ m ² /s	
T				liquide μL	vapeur μG	liquide νL	vapeur νG
50	323,15	1,092	14,1	495	10,6	0,329	1,36
60	333,15	1,497	13,1	450	11,0	0,304	1,05
70	343,15	2,013	12,1	400	11,3	0,275	0,81
80	353,15	2,656	11,0	360	11,7	0,251	0,64
90	363,15	3,444	10,0	330	12,0	0,235	0,51
100	373,15	4,393	9,05	300	12,7	0,219	0,42

ANNEXE III : ESTIMATION DE LA PRÉCISION DU DÉBIT.

Il s'agit d'estimer la précision du débit afin de définir un intervalle de temps pour calculer plusieurs valeurs de cette grandeur durant une même vidange. Pour cela, la droite de régression des moindres carrés est utilisée pour calculer le débit et un écart-type, celui-ci permet alors d'estimer la précision du débit. D'autre part, la répartition des écarts entre les mesures et la droite de régression permet de déterminer si l'intervalle de temps retenu est suffisamment petit pour supposer une évolution linéaire.

La droite de régression est donnée par : $Y = A + B T + \varepsilon$.

où Y est le vecteur réponse, masse dans le réservoir déduite de la pression différentielle,
 T est le vecteur des valeurs du temps,
 ε est le vecteur résidu.

A représente la masse initiale, B le débit.

La technique des moindres carrés permet de calculer ces coefficients par :

$$A = \frac{\sum y - B \sum t}{n} = \frac{\sum y \sum t^2 - \sum t \sum ty}{n \sum t^2 - (\sum t)^2} \quad B = \frac{n \sum ty - (\sum t) (\sum y)}{n \sum t^2 - (\sum t)^2}$$

Le théorème de Gauss-Markhov permet de calculer un estimateur sans biais S^2 de la variance σ^2 des résidus et de Y , et par suite un estimateur des variances des coefficients A et B :

$$S^2 = \frac{\sum (y - A - B t)^2}{n - 2} \quad S_A^2 = \frac{S^2 \sum t^2}{n \sum t^2 - (\sum t)^2} \quad S_B^2 = \frac{n S^2}{n \sum t^2 - (\sum t)^2}$$

La table de Student [10] permet alors de définir un intervalle de confiance au seuil $1 - \alpha$:

$$P\{B - t_{\alpha/2} S_B < B < B + t_{\alpha/2} S_B\} = 1 - \alpha$$

où $t_{\alpha/2}$ est lu sur la table de Student à $n - 2$ degrés de liberté.

Hypothèses de Gauss-Markhov

Cette démarche s'appuie sur les hypothèses de Gauss-Markhov :

- i - $E(\varepsilon_i) = 0$: l'espérance de chaque résidu est nulle.
- ii - $\text{Var}(\varepsilon_i) = \sigma^2$, tous les résidus ont la même variance,
- iii - $\text{Cov}(\varepsilon_i, \varepsilon_j) = 0$, ils sont deux à deux non corrélés. Cette hypothèse est difficilement justifiable en raison du caractère chronologique des observations.

Pour vérifier ces hypothèses, il faudrait plusieurs mesures en chaque point. Ceci n'est pas envisageable pour notre étude. Par contre on peut, à condition de travailler sur un grand nombre de points, définir des sous-ensembles d'erreurs et comparer les moyennes des écarts sur ces sous-ensembles.

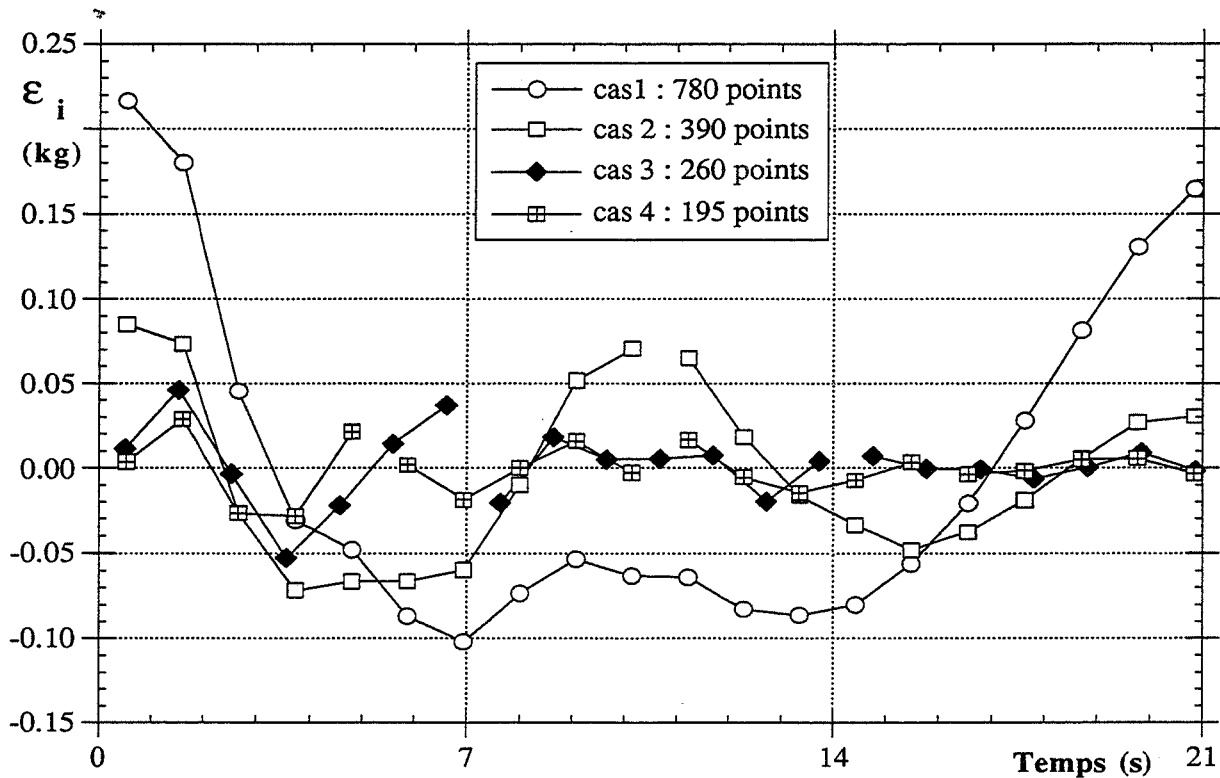
Une expérience particulière où seule la pression différentielle est mesurée a donc été réalisée. Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour les essais de reproductibilité : EAU, $P \approx 3,2 \cdot 10^5$ Pa, $D = 16$ mm, $L = 0,215$ m ; les résultats obtenus sont représentés sur la figure II-2-1, page 72.

La définition de la pression différentielle ainsi obtenue (780 points en 21 secondes) permet de mener une étude statistique pour la précision du débit – il est surtout possible d'analyser les résidus en calculant la moyenne des écarts entre les mesures et la droite de régression.

Les résultats sont présentés pour 4 cas : - un seul intervalle, 780 points - 21 secondes,
- deux intervalles, 390 points - 10 secondes,
- trois intervalles, 260 points - 7 secondes,
- quatre intervalles, 195 points - 5 secondes.

Les débits, ainsi que les écart-types et les intervalles de confiance pour la probabilité 0,95 sont présentés. Dans ce même tableau, nous donnons la matrice des variances et covariances des résidus pour le calcul du premier débit, au début de la vidange. Pour ces calculs, dans chaque cas, 5 sous-ensembles ont été définis pour moyenniser les erreurs. Enfin, ces écarts entre les mesures et la droite de régression sont tracés en fonction du temps, chaque point est ici la moyenne de 39 mesures, soit environ 1 seconde.

Débit kg/m ² s	Ecart-type kg	Intervalle de confiance au seuil 0,05 (kg/m ² s)		Demi-matrices de variances et covariances pour le premier débit calculé ($e+4 = 10^4$)					
780points									
4017	6,74e-4	4011	4024	3,96e+4	-2,95e+4	-2,50e+4	-2,43e+4	3,71e+4	
					2,20e+4	1,86e+4	1,81e+4	-2,77e+4	
						1,58e+4	1,53e+4	-2,34e+4	
							1,49e+4	-2,28e+4	
								3,48e+4	
390points									
4160	1,62e-4	4144	4176	2,69e+3	-1,76e+3	-2,24e+3	-1,04e+3	2,18e+3	
3883	8,22e-4	3875	3881		1,16e+3	1,47e+3	6,83e+2	-1,43e+3	
						1,87e+3	8,68e+2	-1,82e+3	
							4,04e+2	-8,46e+2	
								1,77e+3	
260points									
4299	2,86e-3	4271	4326	1,36e+2	-4,27e+1	-1,91e+2	-3,27e+1	1,03e+2	
4028	1,02e-3	4018	4038		1,37e+1	6,06e+1	1,04e+1	-3,27e+1	
3810	1,21e-3	3799	3822			2,70e+2	4,63e+1	-1,46e+2	
							8,02e+0	-2,50e+1	
								7,88e+1	
195points									
4370	4,82e-3	4323	4417	2,10e+0	-5,50e+0	4,98e+0	5,26e+0	-4,02e+0	
3977	1,58e-3	3962	3993		4,34e+1	-3,98e+1	-4,21e+1	3,17e+1	
4002	1,88e-3	3984	4021			3,70e+1	3,90e+1	-2,95e+1	
3799	1,68e-3	3782	3815				4,13e+1	-3,11e+1	
								2,36e+1	



Écarts entre les mesures et la droite de régression, moyenne sur 39 points.

Résultats et conclusions pour l'exploitation de toutes les expériences.

Ces résultats montrent que les écarts entre les points expérimentaux et la modélisation diminuent si l'intervalle de temps est plus petit : ils sont environ cinq fois plus faibles si les débits sont calculés pendant 7 secondes par rapport au calcul d'un seul débit. Les variations de ces écarts sont intéressantes. Pour les deux premiers cas, les écarts sont maximum au début et à la fin et passent par un minimum au milieu, alors qu'ils sont mieux répartis autour de zéro pour les intervalles de temps de 7 secondes et en dessous.

On obtient les mêmes résultats avec la matrice des variances et covariances des résidus : si les intervalles de temps sont plus petits, les variations de la variance sont moins importantes et les covariances sont nettement plus faibles.

Nous retiendrons de cette analyse qu'en calculant le débit sur des intervalles de temps de 7 secondes, on améliore considérablement les écarts par rapport aux modèles et surtout la répartition de ces écarts. Ce résultat sera extrapolé aux autres expériences : nous considérerons pour l'ensemble des autres essais, que la pression différentielle (ou la masse dans le réservoir) peut être approximée par une droite pour des intervalles de temps de 7 secondes. Une durée plus courte sera retenue si la précision du débit, estimée par un intervalle de confiance au seuil 0,05, reste suffisante.

ANNEXE IV : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L'ensemble des essais utilisés pour cette étude est d'abord présenté sous forme de tableaux où chaque expérience est définie par :

- la température du liquide et la pression dans la phase vapeur, ces deux grandeurs sont la moyenne des mesures effectuées avant l'ouverture de la vanne,
- la durée de l'expérience,
- la variation de masse de liquide dans le réservoir $\Delta M/M_{\text{init}} = 1 - M_{\text{fin}}/M_{\text{init}}$
- le débit moyen, à partir de la lecture des hauteurs du liquide avant et après chaque expérience, de la durée de l'essai et de la masse volumique du liquide pour la température moyenne du liquide.

Pour les essais avec différents taux de remplissage, la hauteur initiale ainsi que les taux de remplissage sont précisés dans le tableau.

Les mesures effectuées (température et pression) sont ensuite présentées sous forme de figures. Afin que celles-ci restent lisibles, seuls les résultats de certaines expériences (notées par * dans les tableaux) ont été tracés.

En complément aux figures III-3-3 à III-3-6 (p.114-115) et selon le même principe, les débits calculés pour des intervalles de temps de 5 ou 7 secondes sont présentés en fonction de la pression pour les différentes géométries.

Par la suite, nous présentons une comparaison des débits obtenus avec les différentes conduites et avec de l'eau avec les estimations des modèles.

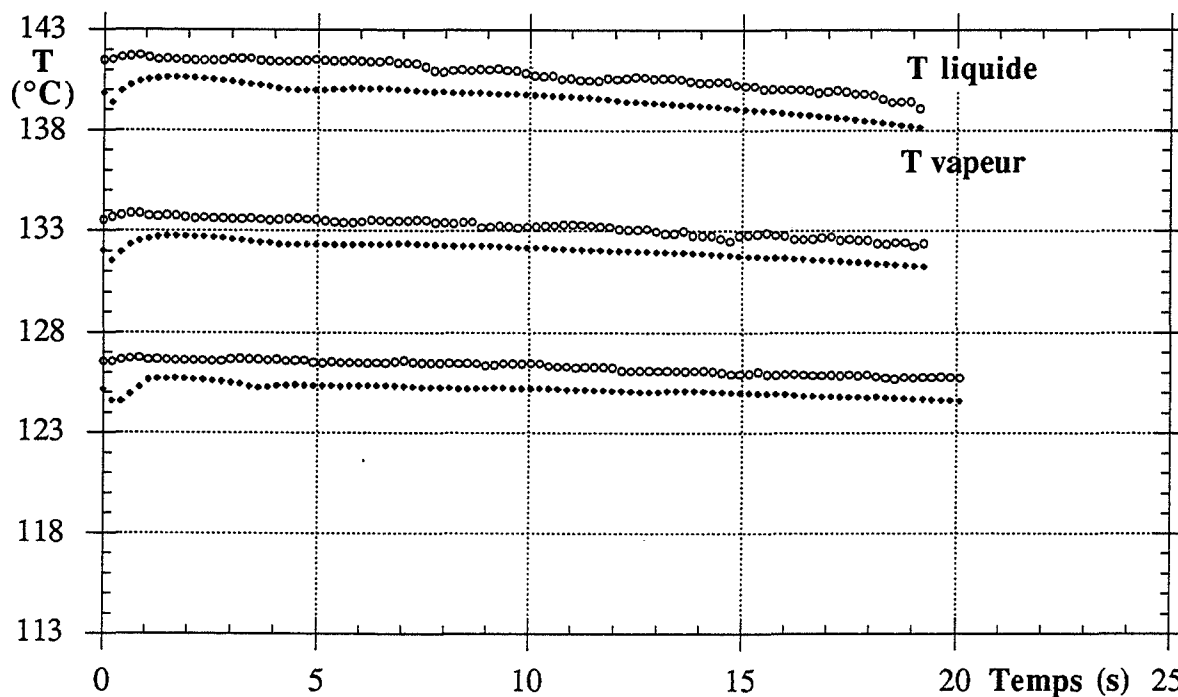
Essais avec différents taux de remplissage

EAU - D = 12 mm - L = 0,345 m

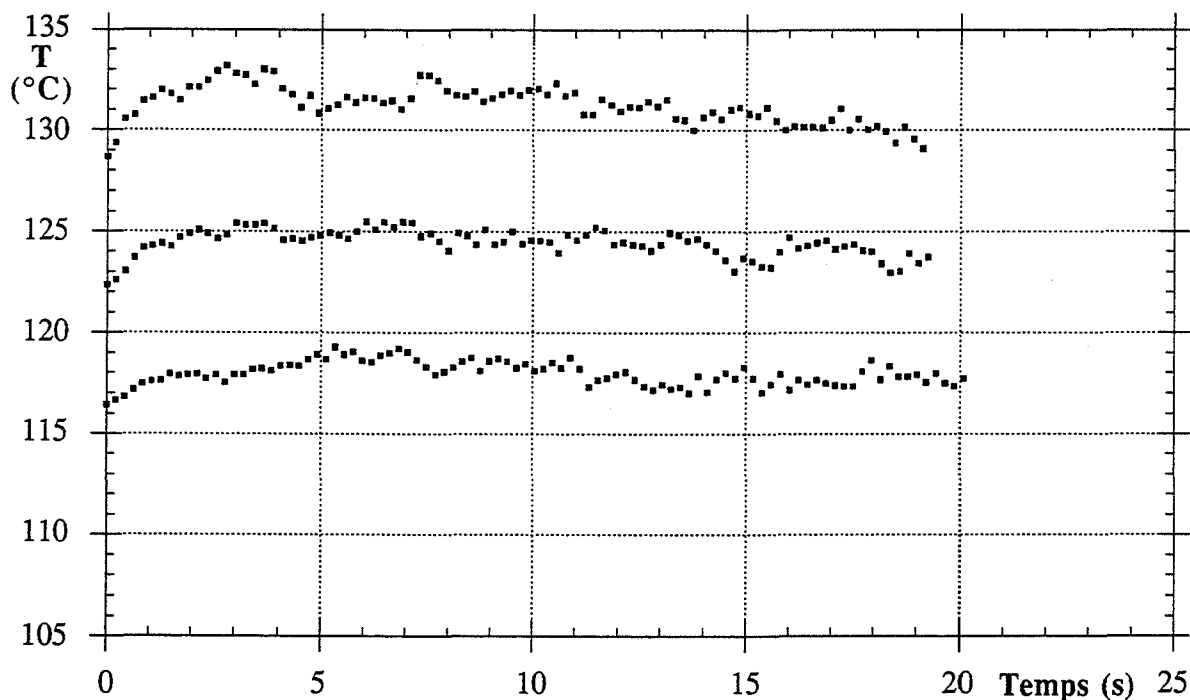
T _{init} (°C)	P _{init} (10 ⁵ Pa)	H _{init} (m)	taux de remplissage	temps (s)	$\Delta M/M_{\text{init}}$	G _{moy} (kg/m ² s)
124,9	2,37	0,292	36,5%	17,5	0,57	2720
125,0	2,37	0,465	58,1%	17,7	0,38	2871
125,1	2,38	0,442	55,2%	15,3	0,34	2825
126,0	2,45	0,423	52,8%	17,4	0,41	2874
125,1	2,36	0,612	76,5%	17,6	0,31	3095

	T_{init} (°C)	P_{init} ($10^5 Pa$)	temps (s)	$\Delta M/M_{init}$	G_{moy} (kg/m^2s)	
EAU - D = 16 mm - L = 0,135 m						
	126,5	2,44	20,6	0,77	3986	*
	133,6	3,01	19,8	0,82	4425	*
	141,4	3,76	19,7	0,90	4880	*
EAU - D = 16 mm - L = 0,245 m						
	117,2	1,82	16,7	0,50	3153	*
	125,1	2,33	16,7	0,57	3546	*
	131,6	2,82	16,7	0,63	3804	*
	137,4	3,33	15,9	0,63	4143	*
	141,6	3,75	16,7	0,69	4317	*
Essais de reproductibilité	137,4	3,34	21,6	0,85	4098	
	137,2	3,33	21,6	0,82	4064	
	137,2	3,33	21,7	0,83	4067	
que pression différentielle	137,4	3,36	21,7	0,83	4073	
EAU - D = 16 mm - L = 0,615 m						
	117,4	1,81	25,9	0,64	2670	*
	123,7	2,24	25,9	0,71	2850	*
	131,7	2,82	21,6	0,65	3138	*
	136,9	3,29	21,6	0,70	3367	*
	141,4	3,75	21,6	0,74	3546	*
EAU - D = 8 mm - L = 0,115 m						
	117,5	1,82	91,6	0,76	3530	*
	124,1	2,23	88,3	0,76	3706	*
	130,4	2,71	87,9	0,77	3788	*
	136,2	3,23	83,0	0,79	3968	*
	140,4	3,65	78,3	0,78	4235	*
EAU - D = 8 mm - L = 0,195 m						
	115,6	1,73	25,0	0,18	3024	
	116,9	1,79	48,7	0,35	3012	*
	127,0	2,47	48,7	0,39	3262	*
	131,3	2,79	48,7	0,43	3640	*
	134,0	3,00	25,0	0,23	3852	
	137,0	3,31	48,7	0,46	3899	*
	141,9	3,79	25,2	0,27	4283	*

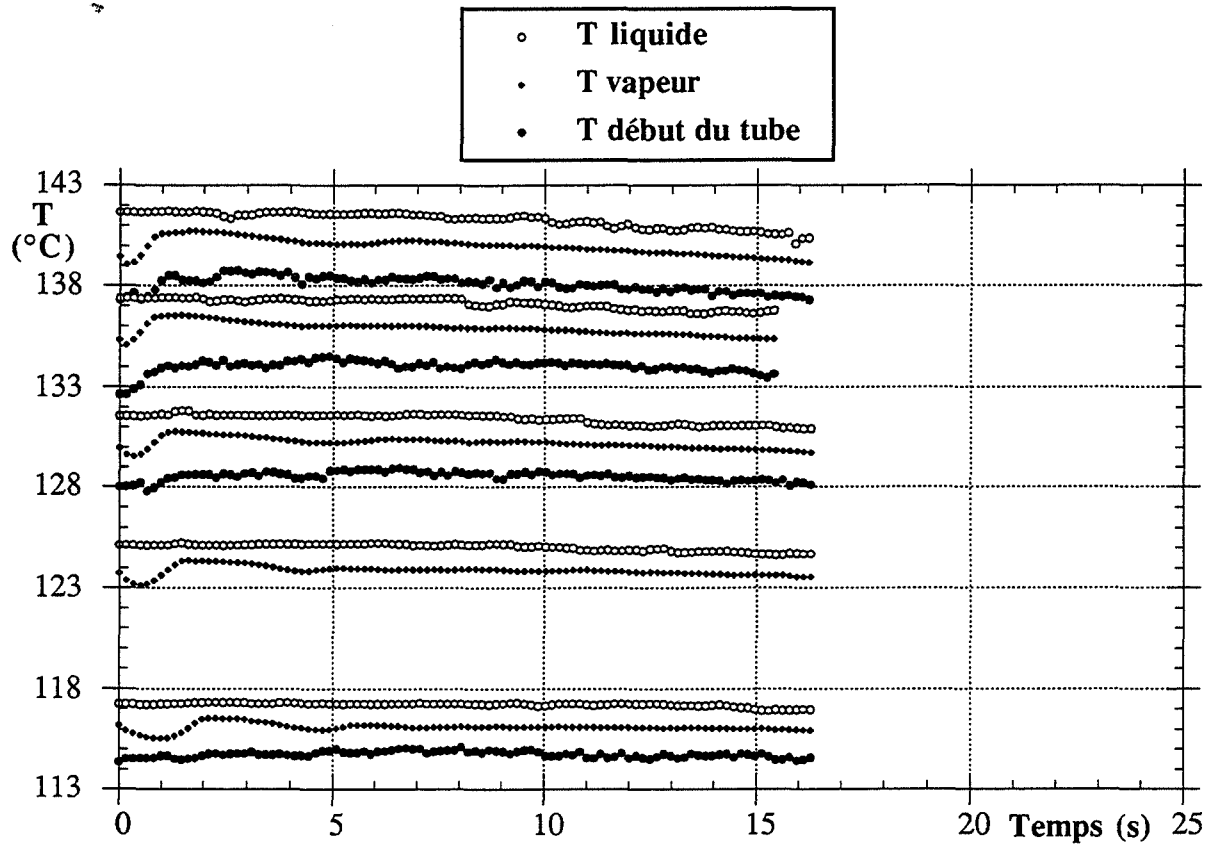
	T_{init} (°C)	P_{init} ($10^5 Pa$)	temps (s)	$\Delta M/M_{init}$	G_{moy} (kg/m^2s)	
EAU - D = 8 mm - L = 0,345 m						
	112,1	1,56	48,7	0,29	2634	
	116,1	1,75	48,7	0,32	2773	
	119,6	1,97	48,8	0,34	2845	*
	124,7	2,28	48,8	0,36	3095	*
	131,0	2,79	48,8	0,40	3342	*
	137,0	3,32	48,8	0,42	3541	*
	141,2	3,74	20,0	0,19	4021	
	141,5	3,77	48,7	0,46	3840	*
EAU - D = 8 mm - L = 0,695 m						
	117,2	1,83	48,8	0,30	2527	*
	118,6	1,85	98,2	0,52	2314	
	125,0	2,35	48,8	0,33	2805	*
	131,6	2,82	48,8	0,37	3064	*
	136,9	3,30	48,8	0,39	3302	*
	142,1	3,84	48,8	0,43	3541	*
Reproductibilité T_{fin}	140,1	3,59	102,0	0,76	3247	
	140,0	3,58	102,7	0,79	3287	
tube chauffé	141,5	3,71	101,8	0,76	3210	
CFC11 - D = 8 mm - L = 0,695 m						
	41,5	1,91	176,4	0,69	2484	*
	49,4	2,39	149,9	0,79	3377	*
	55,0	2,78	145,1	0,84	3639	*
	64,8	3,65	121,1	0,88	4306	*
	67,2	3,88	113,2	0,78	4375	*
CFC113 - D = 8 mm - L = 0,695 m						
	65,2	1,77	114,7	0,48	2820	*
	71,4	2,08	156,1	0,70	2951	*
	76,9	2,66	148,4	0,70	3237	*
	83,0	3,01	140,3	0,82	3505	*
	88,0	3,23	130,5	0,76	3755	*
	91,8	3,81	124,3	0,76	4187	*
	95,7	4,01	114,1	0,73	4247	*



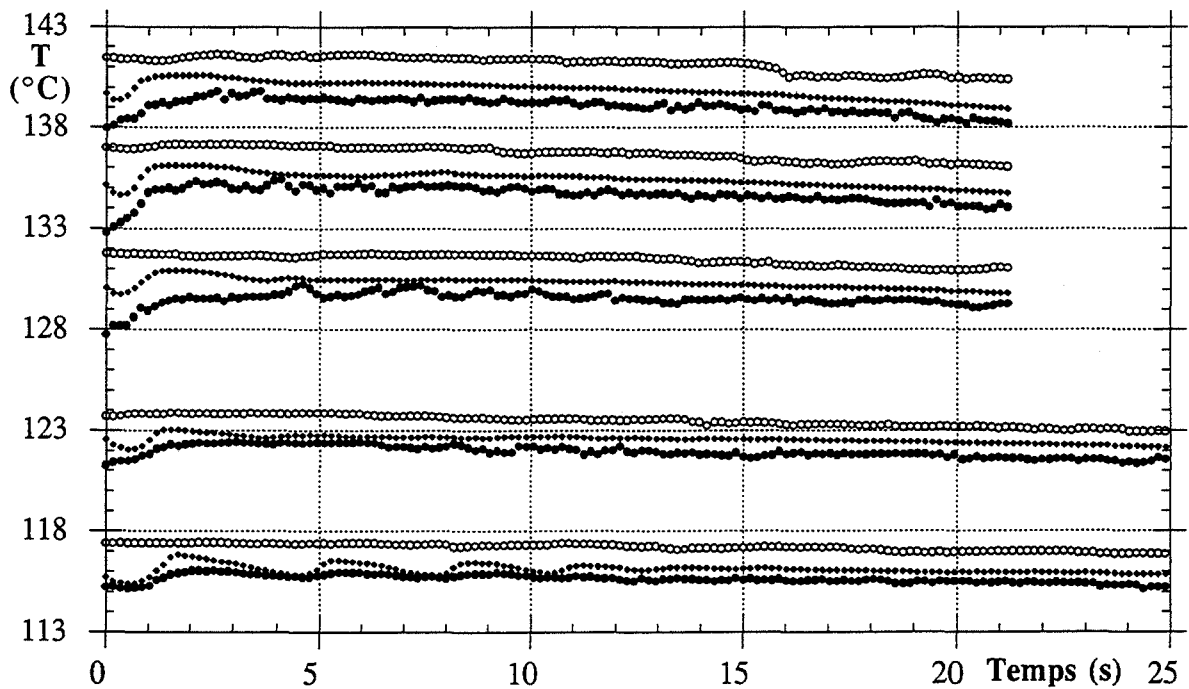
Températures mesurées dans le réservoir EAU - $D = 16$ mm - $L = 0,135$ m.



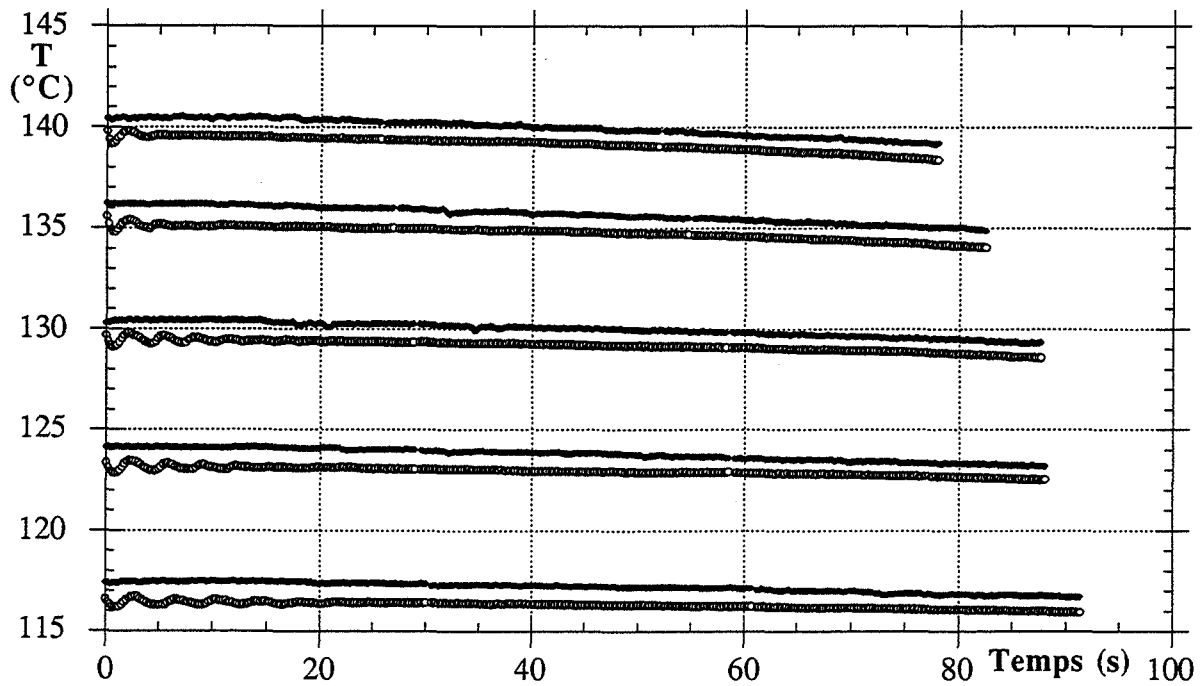
Températures mesurées sur le tube EAU - $D = 16$ mm - $L = 0,135$ m.



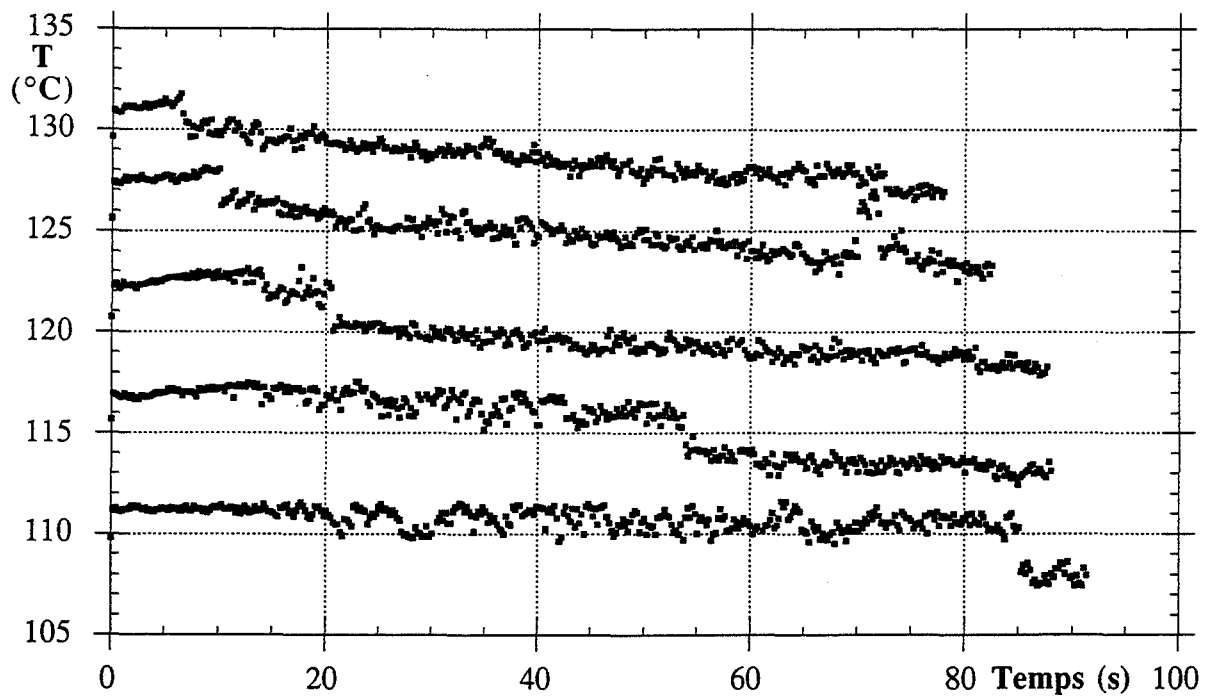
Températures mesurées Eau - $D = 16$ mm - $L = 0,215$ m.



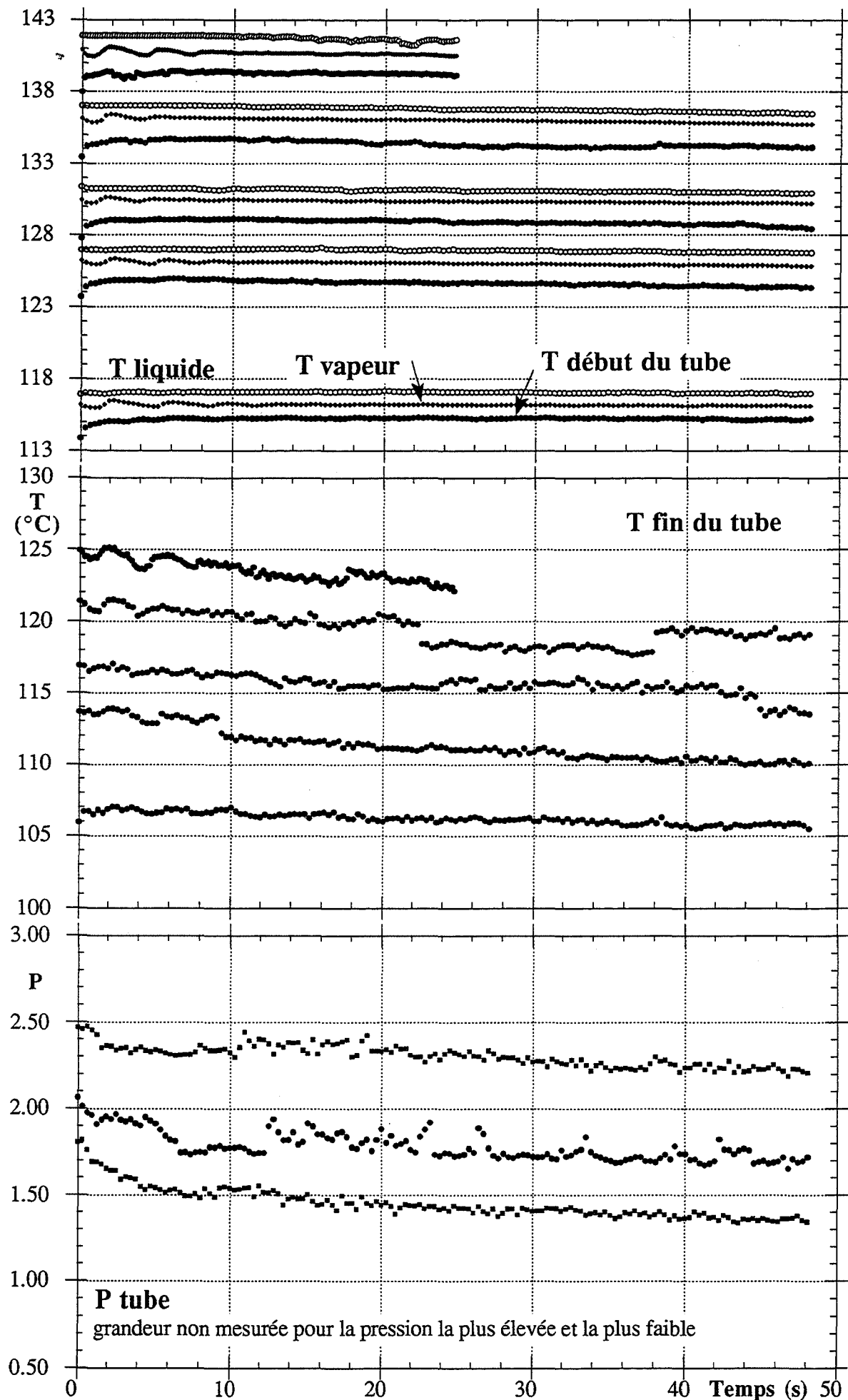
Températures mesurées EAU - $D = 16$ mm - $L = 0,615$ m.



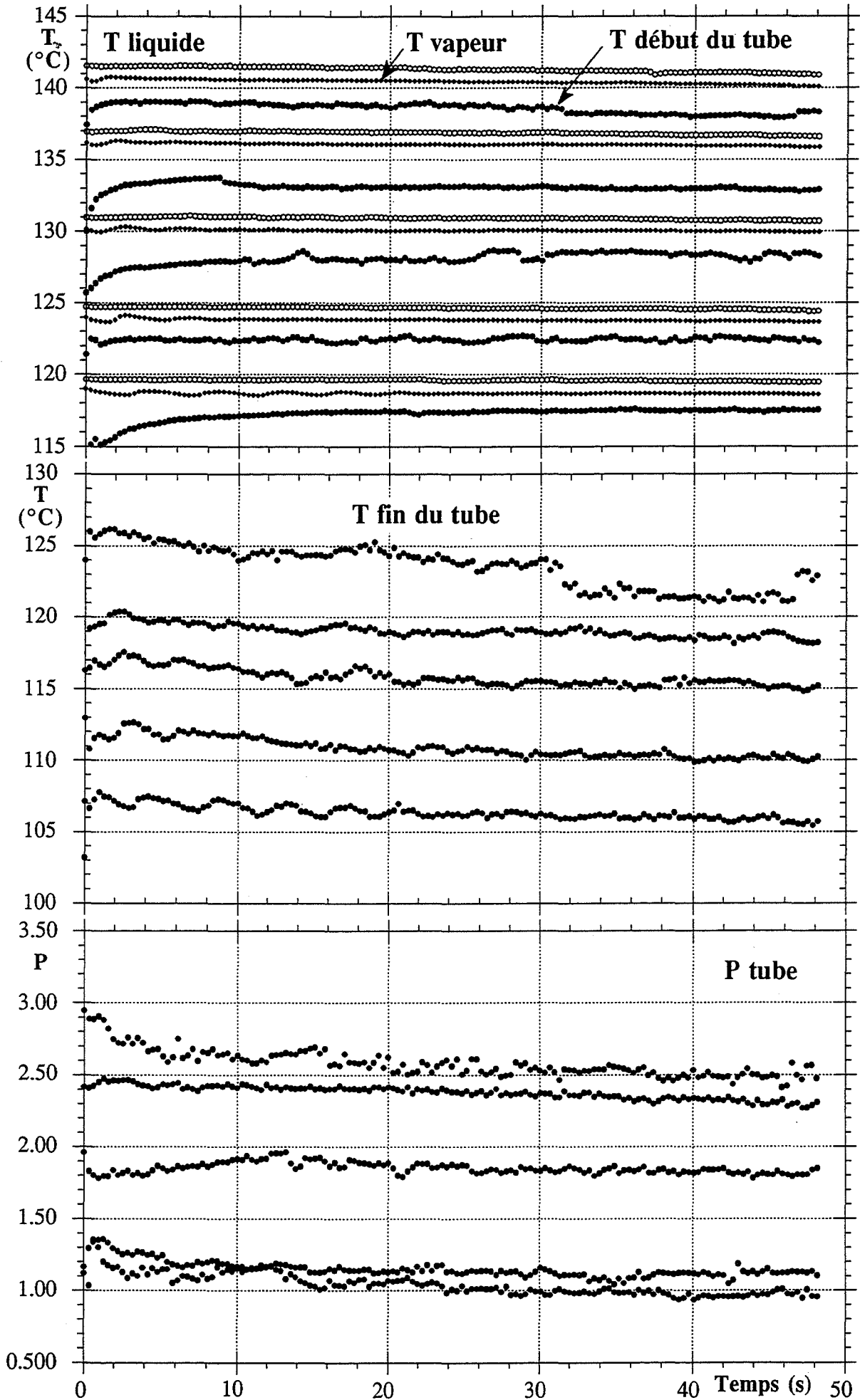
Températures mesurées dans le réservoir EAU - D = 8 mm - L = 0,115 m.



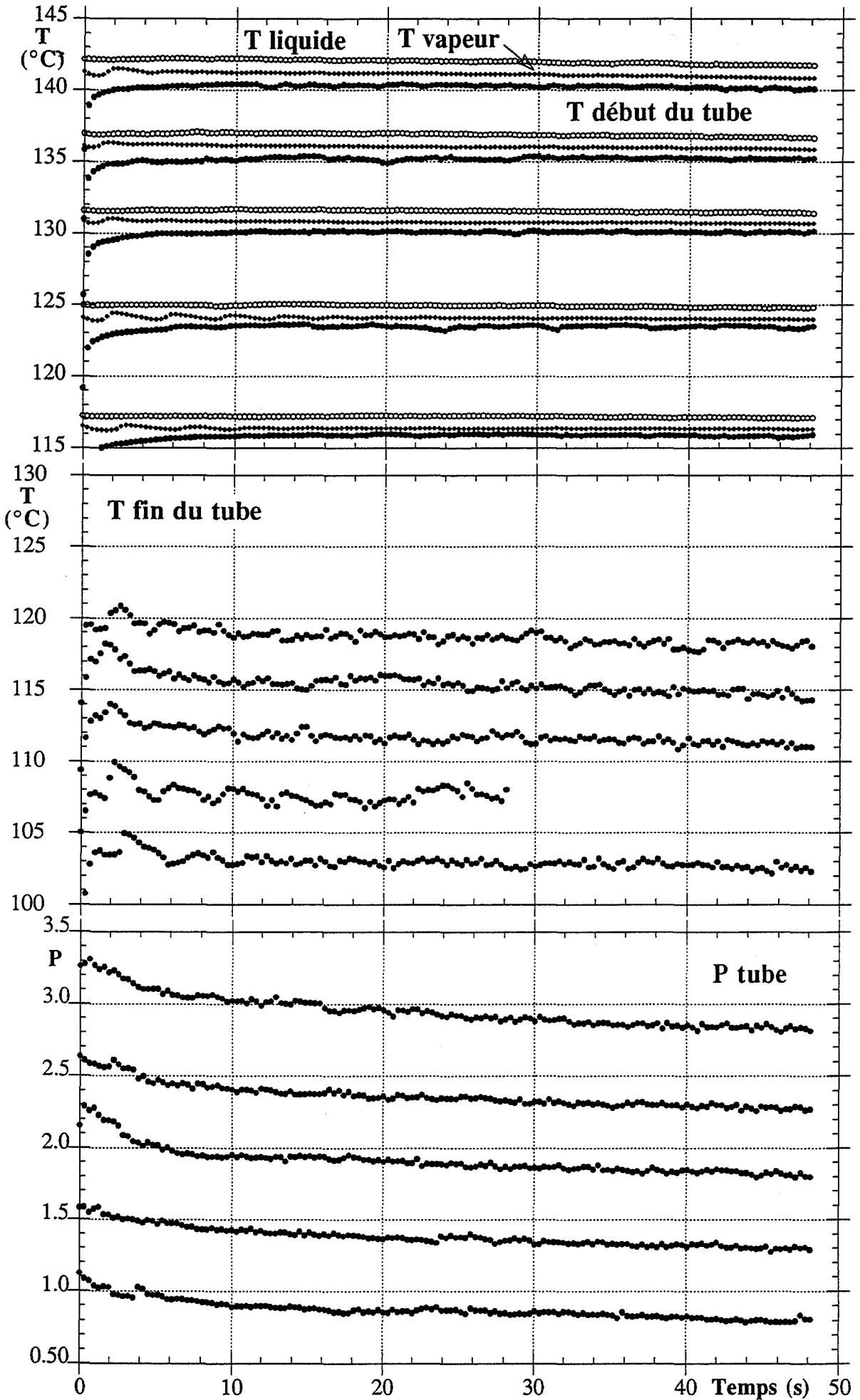
Températures mesurées sur le tube EAU - D = 8 mm - L = 0,115m.



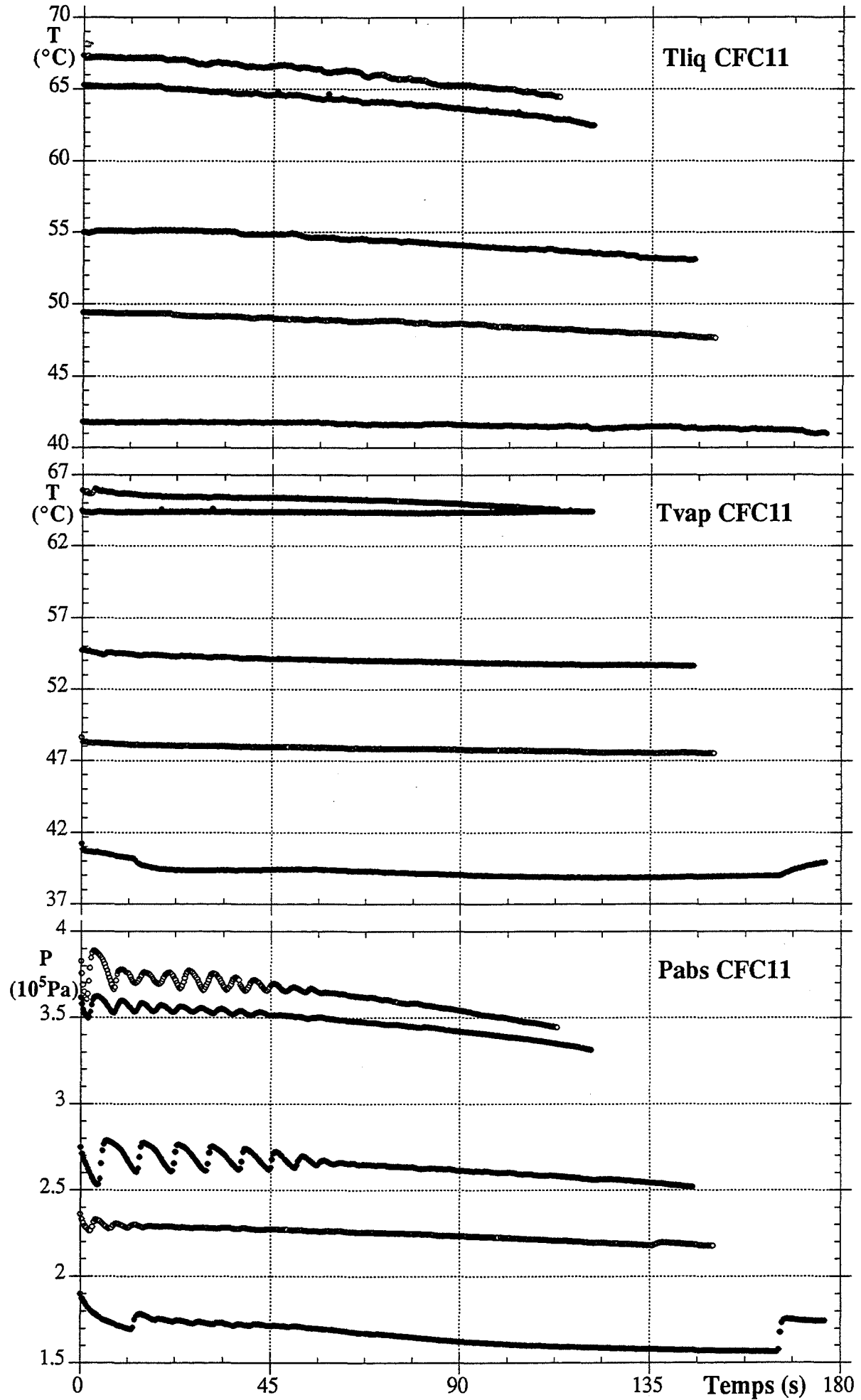
Températures et pression mesurées EAU - D = 8mm -L = 0,195 m.



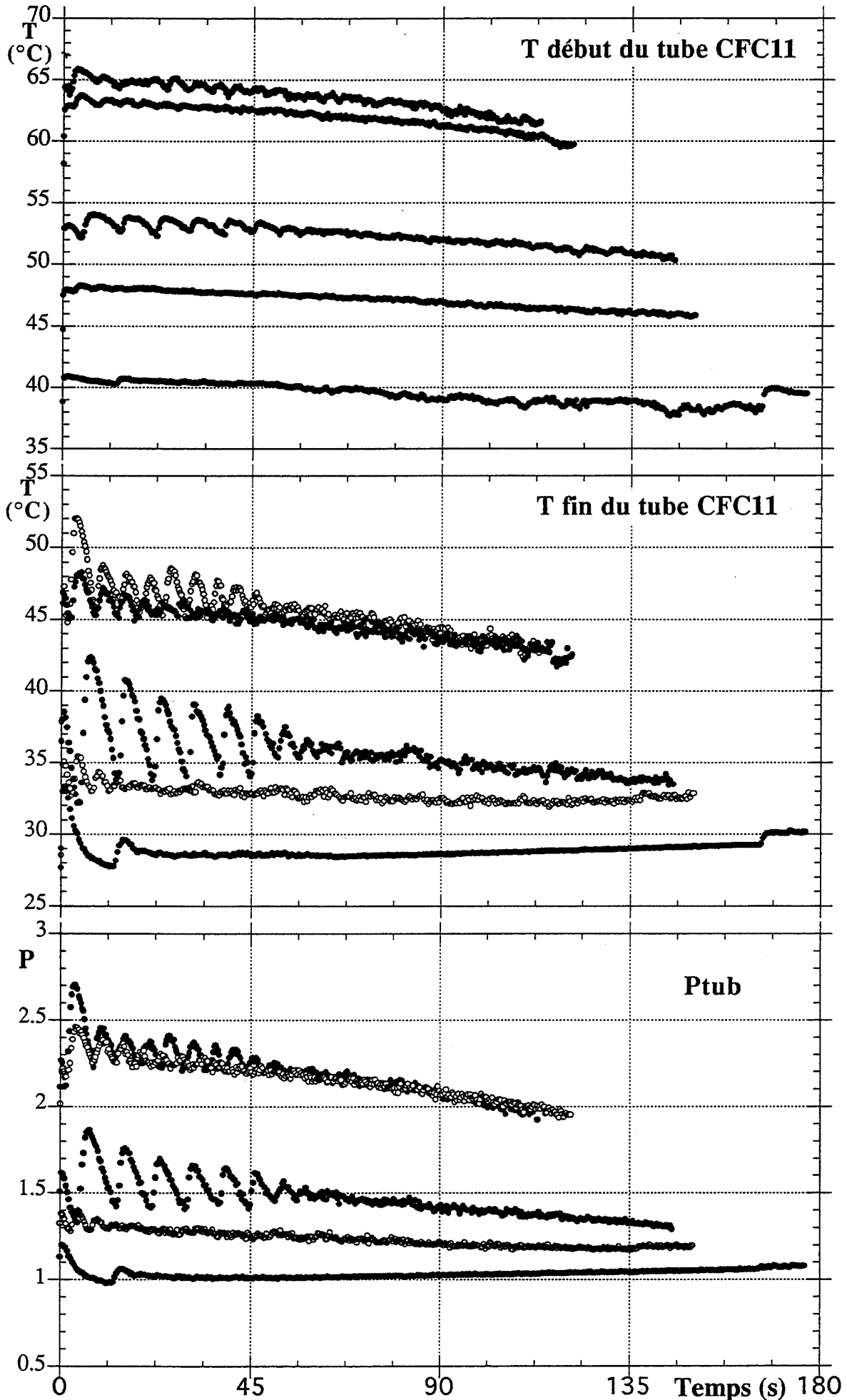
Températures et pressions mesurées EAU - $D = 8 \text{ mm}$ - $L = 0,345 \text{ m}$.



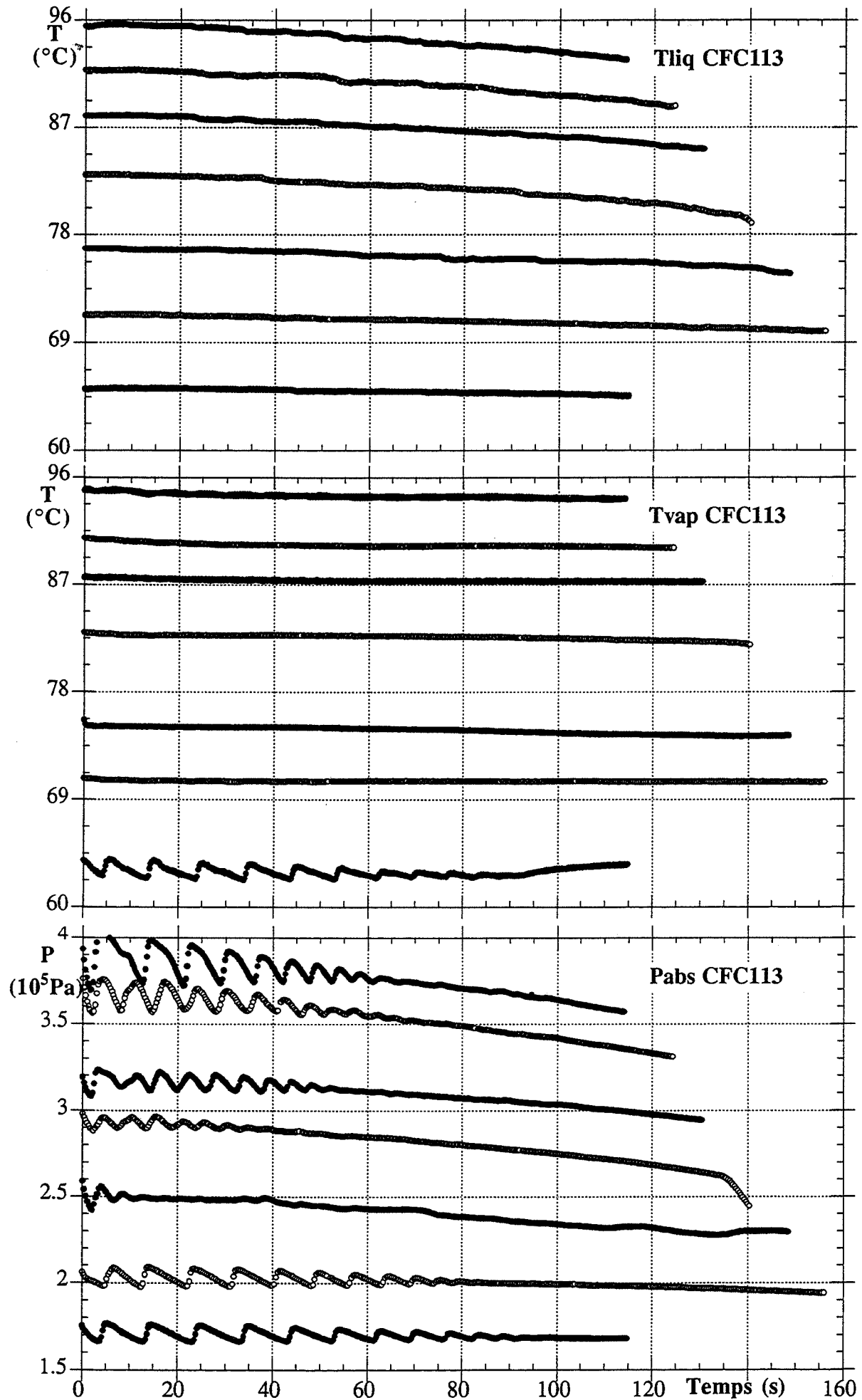
Températures et pressions mesurées EAU - D = 8 mm - L = 0,595 m.



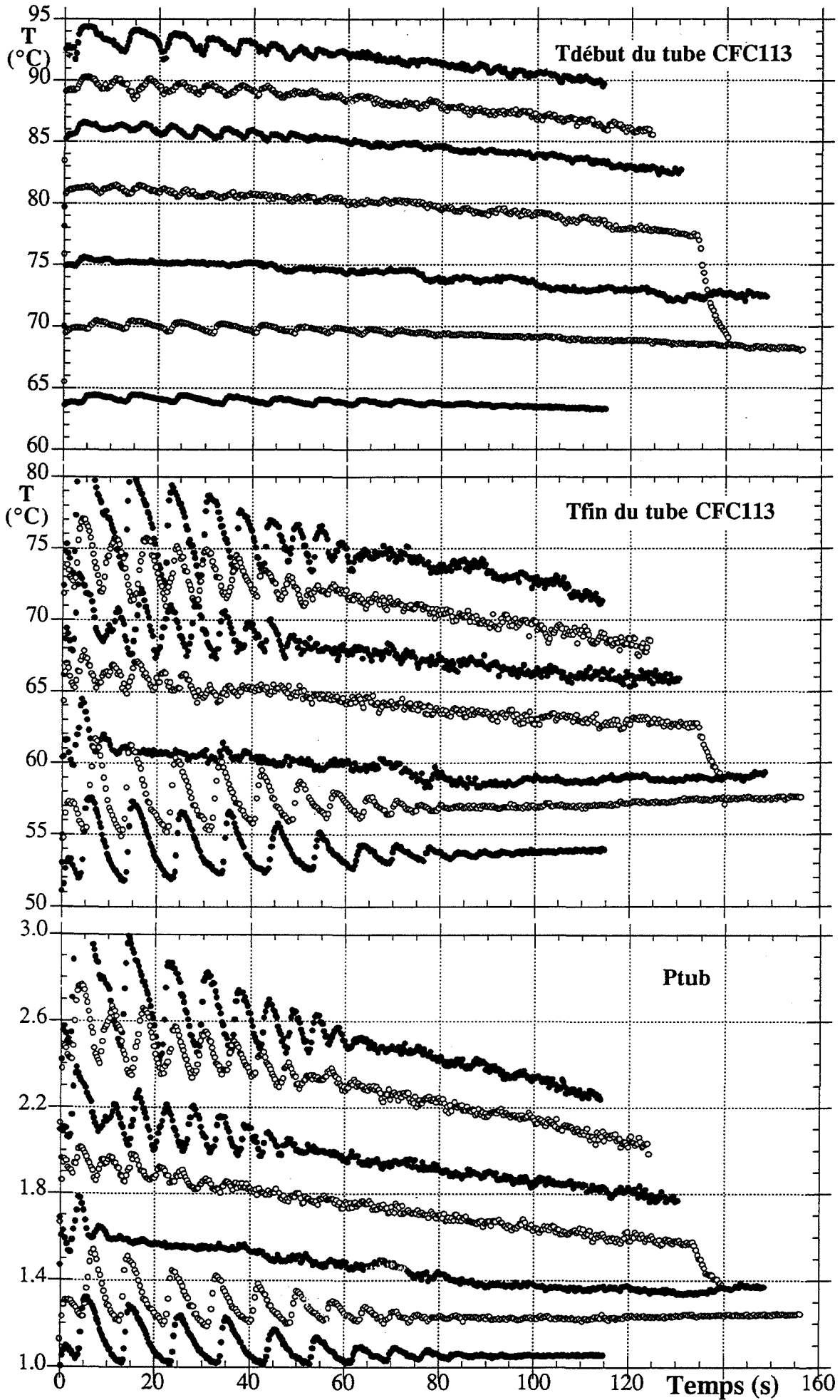
Mesures effectuées dans le réservoir. CFC11



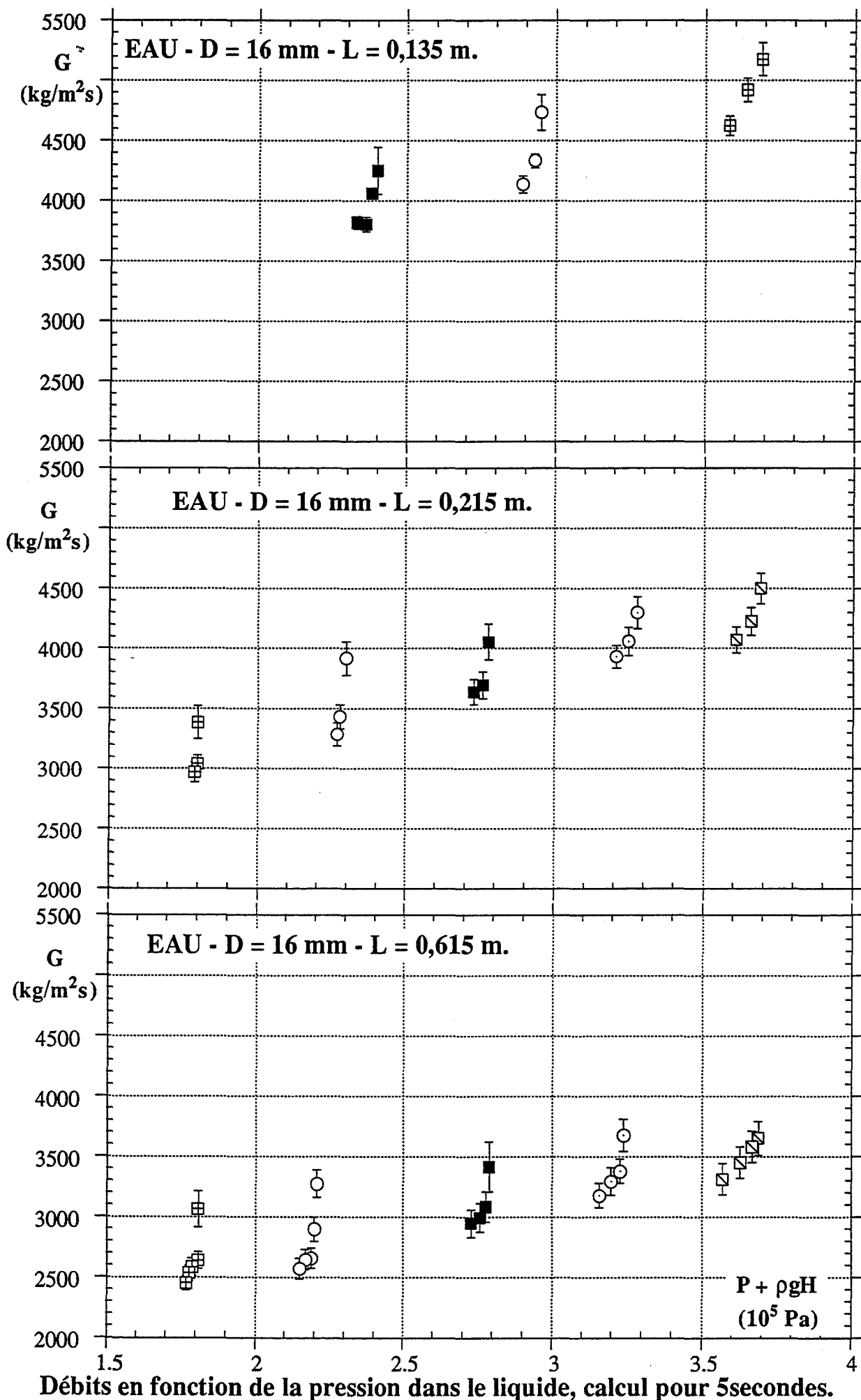
Mesures effectuées sur la conduite - CFC11.

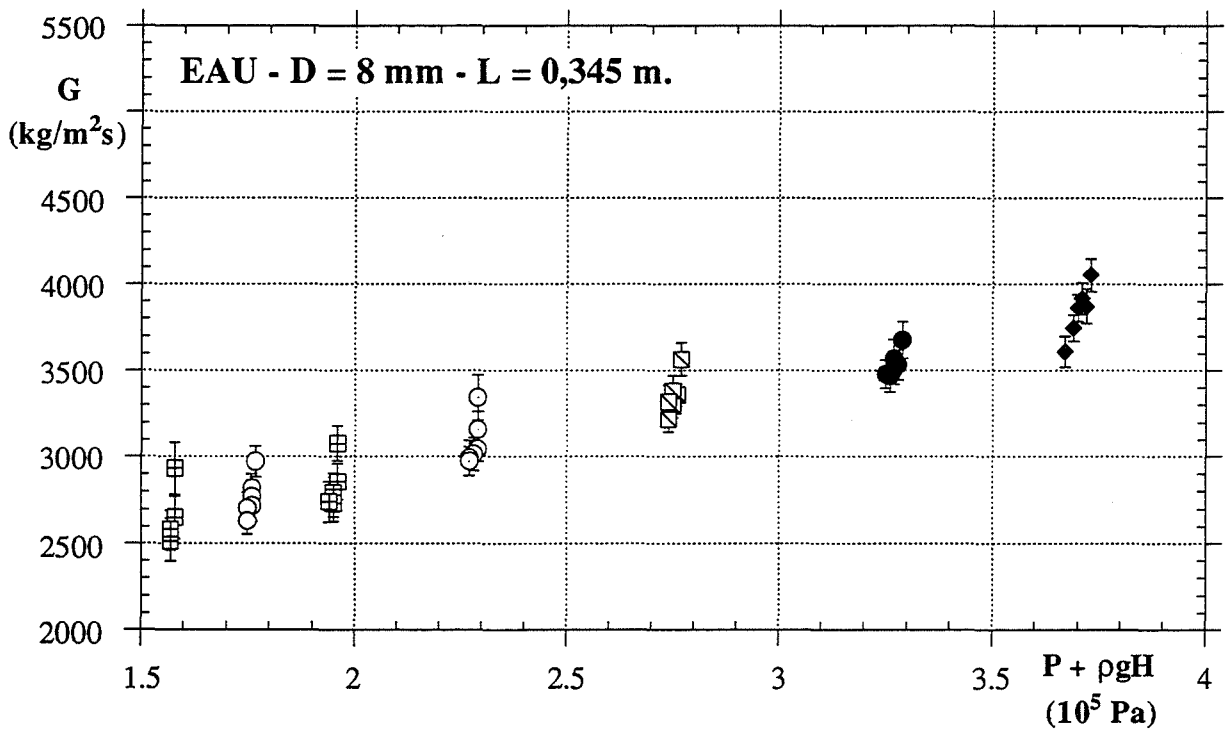
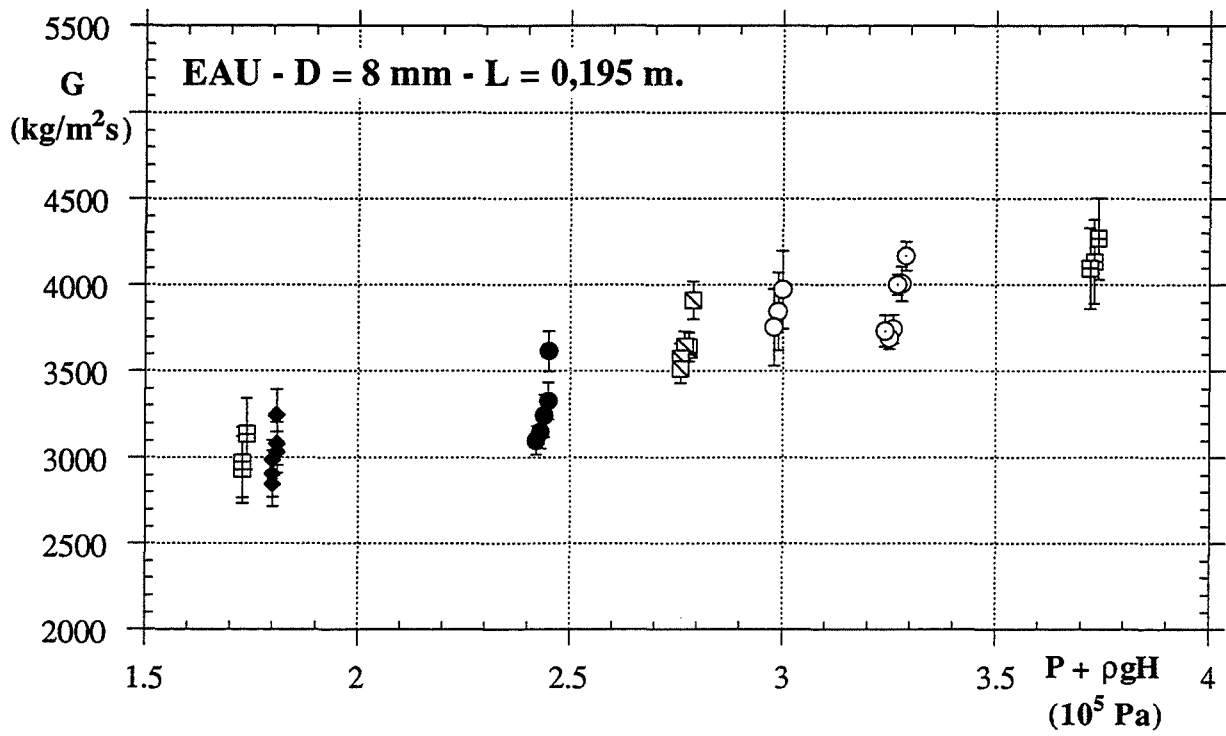


Mesures effectuées dans le réservoir CFC113.

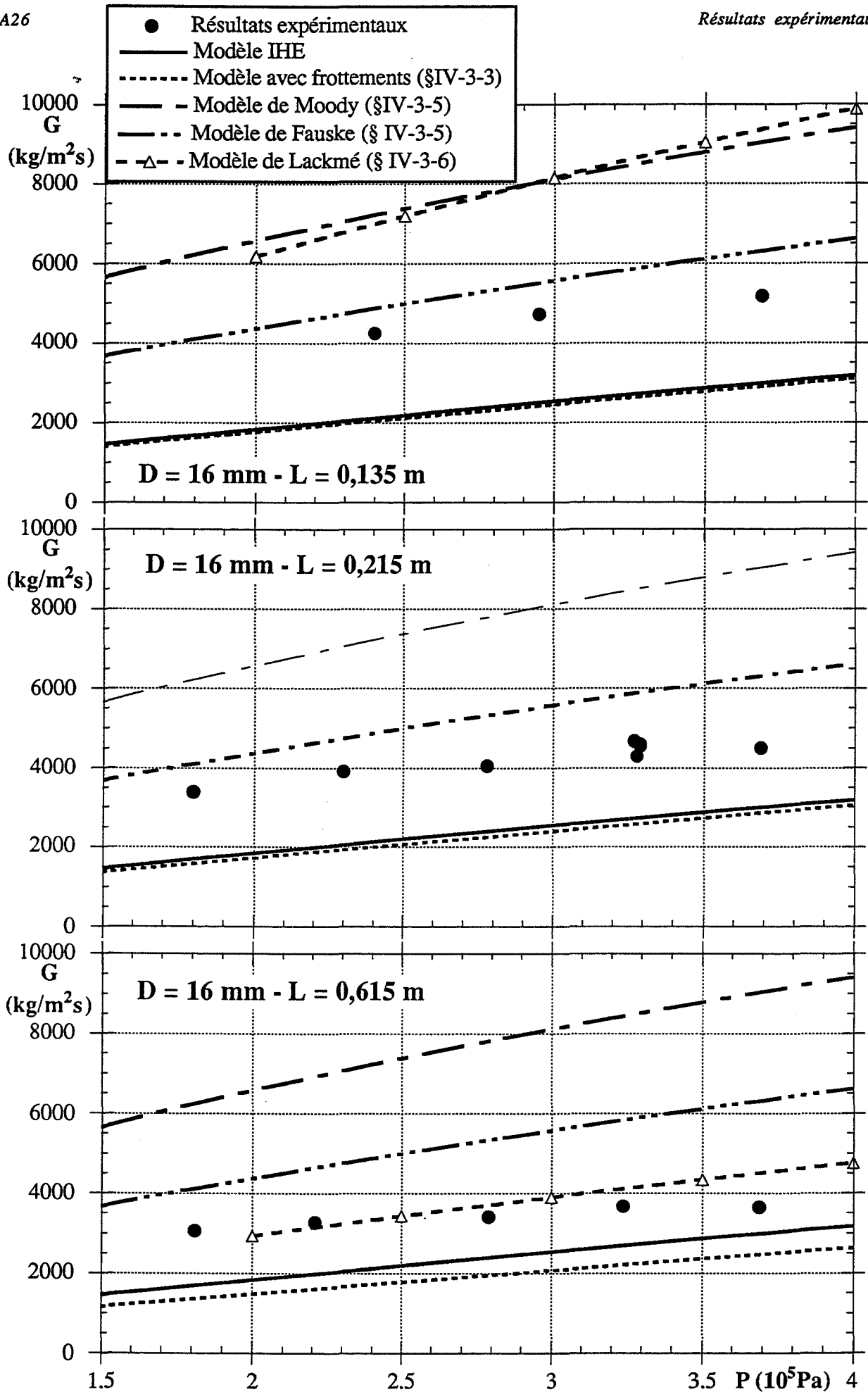


Mesures effectuées sur la conduite - CFC113.

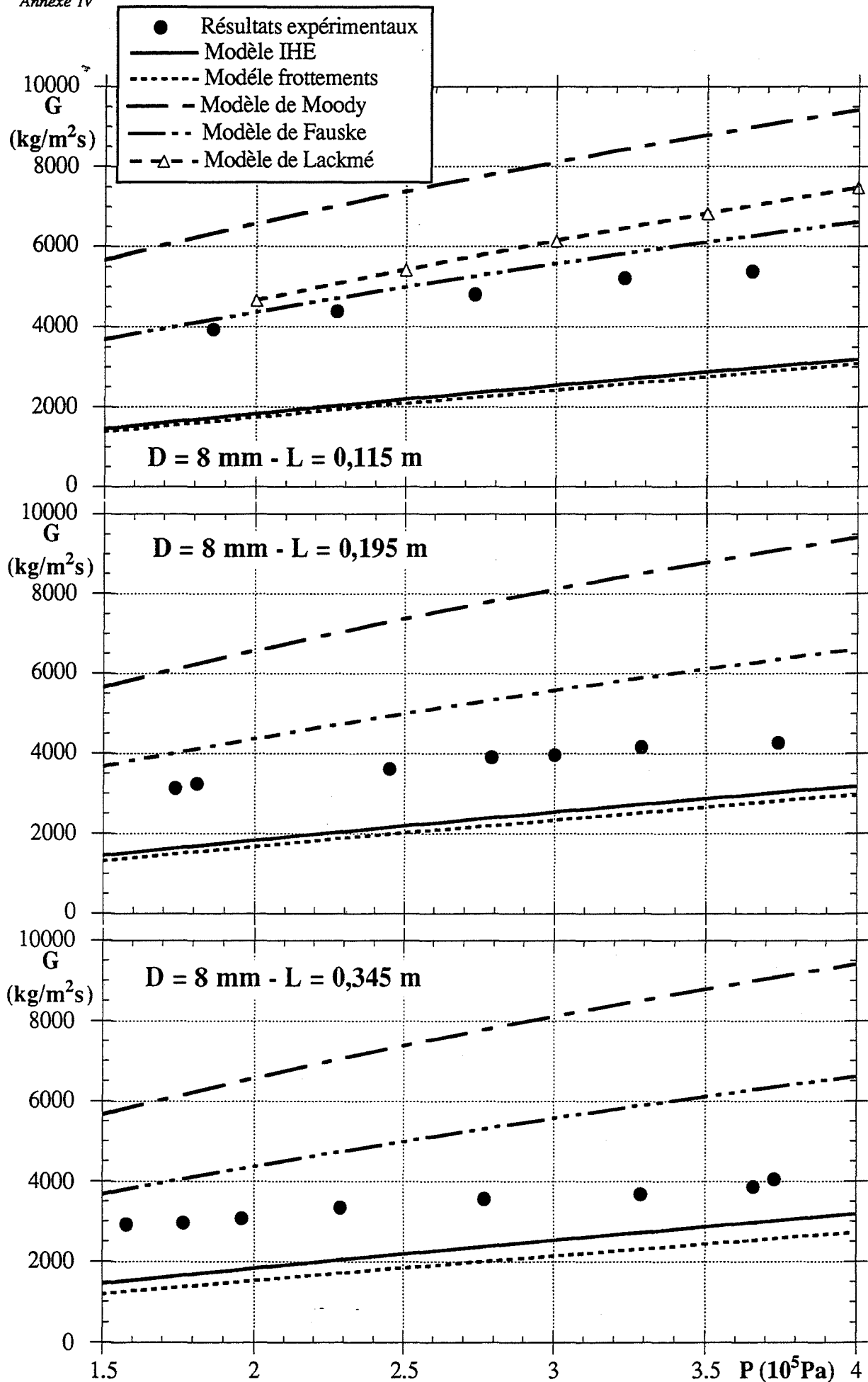




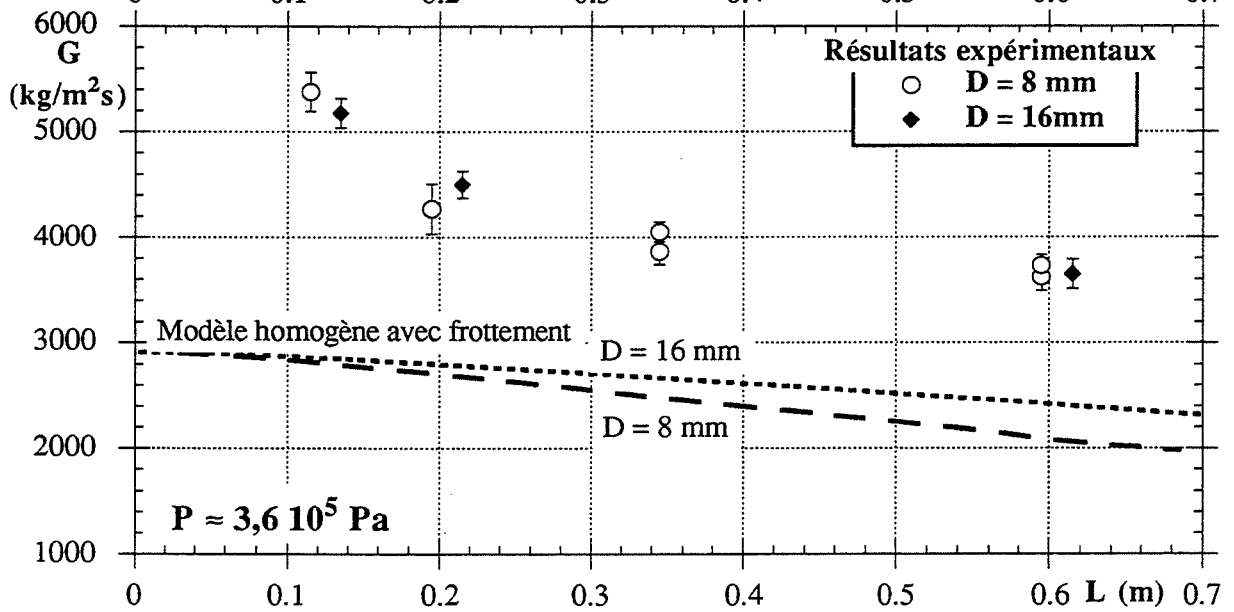
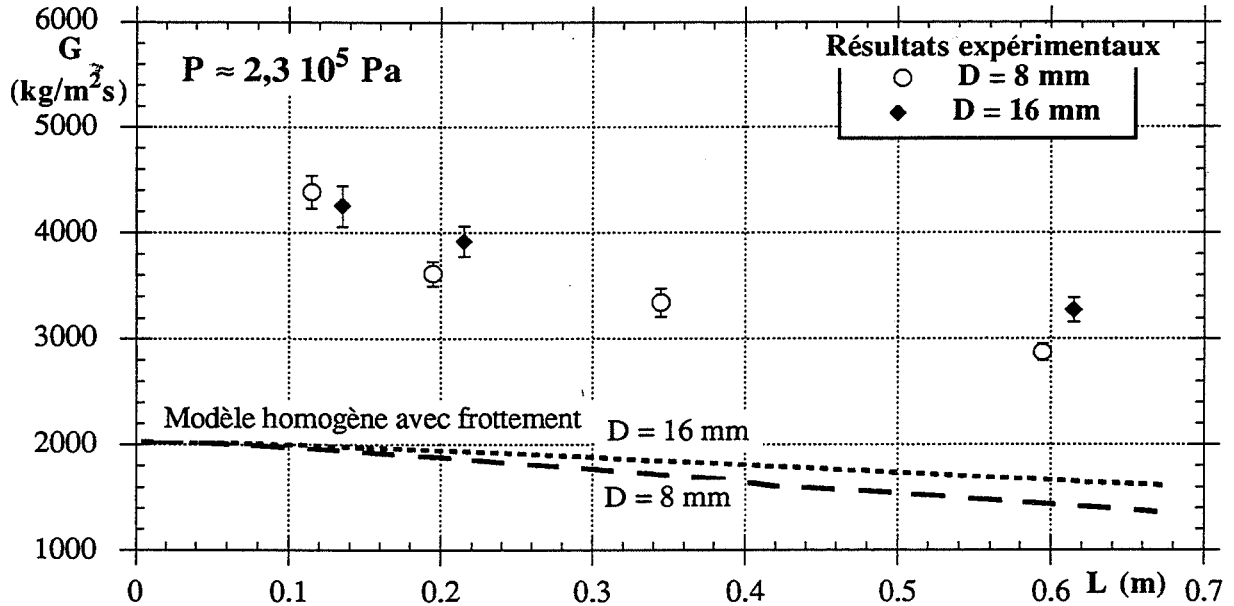
Débits en fonction de la pression dans le liquide, calcul pour 7secondes.



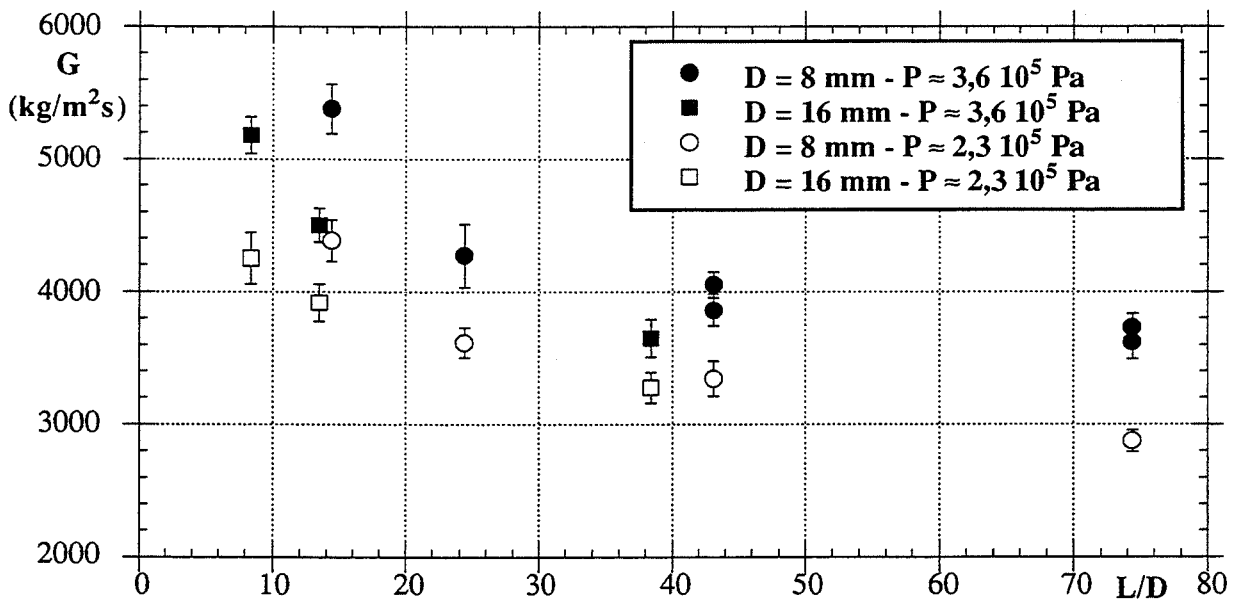
Débits expérimentaux, en début de vidange, comparés aux estimations des modèles.



Débits expérimentaux, en début de vidange, comparés aux estimations des modèles.



Débites expérimentaux en fonction de la longueur pour deux pressions.



Débites expérimentaux en fonction du rapport L/D, pour deux pressions.

COMPARAISON DES DÉBITS OBTENUS AVEC L'EAU ET LES DIFFÉRENTES CONDUITES AUX ESTIMATIONS DES MODÈLES.

Les figures précédentes montrent que le modèle IHE sous-estime, dans tous les cas, les débits obtenus avec l'eau. Il apparaît cependant que les écarts sont différents pour les géométries testées.

La comparaison des débits en fonction de la longueur, pour une même pression, permet de constater que les frottements peuvent expliquer les écarts de débits obtenus pour les deux diamètres. (Ce sont les débits calculés pour les premières secondes de vidange qui sont reportés sur ces figures, remarquons que les écarts peuvent être légèrement plus importants si nous considérons les débits calculés pour une même variation de masse, figures IV-2-4). Par contre, pour les conduites les plus courtes, les hypothèses utilisées ne semblent pas vérifiées : les variations en fonction de la longueur obtenues expérimentalement sont plus importantes que celles prévues par un modèle homogène à l'équilibre prenant en compte les frottements.

On retient généralement les écarts à l'équilibre pour expliquer ces différences : les débits estimés par le modèle de Lackmé sont nettement plus importants pour les faibles longueurs. Si la confrontation de ce modèle avec les points expérimentaux montre un bon accord pour la géométrie $D = 8 \text{ mm}$ et $L = 0,115 \text{ m}$, les débits obtenus avec $D = 16 \text{ mm}$ et $L = 0,135 \text{ m}$ sont nettement plus faibles que ceux modélisés. Cet écart peut s'expliquer par les limites du montage : le réservoir trop petit implique une vaporisation plus importante et donc des écarts à l'équilibre plus faibles lors de vidanges avec le grand diamètre, $D = 16 \text{ mm}$. Remarquons aussi qu'en début d'expérience la température mesurée à la fin du tube avec le diamètre $D = 8 \text{ mm}$ et la conduite la plus courte varie très peu, ce qui peut confirmer une vaporisation moins importante.

De plus, nous avons vu que les différences de vitesses peuvent expliquer des débits plus élevés que ceux calculés par un modèle homogène. Nous avons donc tracé les débits estimés avec un coefficient de glissement même si ces méthodes ne prennent pas en compte les différences dues à la géométrie de la conduite.

Enfin, les dernières figures permettent de comparer les variations de débit en fonction du paramètre géométrique de la conduite : L ou L/D . Nos points expérimentaux semblent mieux corrélés par la longueur que par le rapport L/D . Nous devons cependant rester prudents avec ce résultat. Effectivement, ce sont essentiellement les débits obtenus avec les plus faibles longueurs qui conduisent à cette conclusion ; or pour ces géométries l'influence des conditions dans le réservoir est aussi plus importante –conséquence de débits plus élevés– et certainement différente pour les deux diamètres de conduite.



N° D'ORDRE : 79ED

NOM : VIGUIER Françoise

SUJET : Ecoulements diphasiques lors de la vidange d'un réservoir de gaz liquéfiés sous pression.
Comparaison EAU - CFC11 - CFC113.

SPÉCIALITÉ : Energétique

MOTS CLÉS : Diphasique - Liquide/vapeur - Décompression - Sécurité - Risques - Stockage.

RÉSUMÉ :

Pour les études de sécurité industrielle, il est nécessaire d'évaluer le débit diphasique lors de vidanges accidentelles de stockages de gaz liquéfiés sous pression. Or, seules de rares études existent avec d'autres produits que l'eau. Le présent travail s'intéresse donc à l'influence de la nature du fluide mais aussi de la géométrie de la conduite.

Nous avons conçu un montage expérimental (réservoir de 27 litres admettant une pression de 0,4 MPa) afin de comparer l'eau, le CFC11 et le CFC113 dans une même installation. Différentes conduites (diamètres 8 et 16 mm et longueurs de 0,1 à 0,6 m) ont d'abord été utilisées avec l'eau afin de déterminer la meilleure géométrie pour cette comparaison.

Les mesures réalisées dans le réservoir montrent qu'au cours de la vidange il existe des oscillations de la pression, qui sont plus importantes pour les CFC que pour l'eau. Malgré ces différences, les trois fluides testés restent très près des conditions d'équilibre.

Les débits mesurés sont ensuite comparés aux estimations de différents modèles. Les hypothèses les plus simples (modèle homogène à l'équilibre) conduisent à une bonne évaluation du débit. Il ressort de cette analyse qu'il est nécessaire de considérer des frottements pour une bonne description des mesures faites le long de la conduite.

Cependant, il existe des écarts résiduels entre les prévisions de ces modèles et les résultats expérimentaux : les débits mesurés et ceux estimés ne sont pas égaux mais, de plus, le rapport de ces deux débits est différent selon le fluide utilisé. Pour expliquer ces écarts, il nous paraît nécessaire de prendre en compte simultanément des vitesses différentes (échanges de quantité de mouvement entre les phases) d'une part et des écarts à l'équilibre d'autre part.